

А.А. Баренбаум

**ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКАЯ ПАРАДИГМА
В ГЕОЛОГИИ И АСТРОНОМИИ**

Москва – 2009

УДК 551: 523: 525

Баренбаум А.А.

Галактоцентрическая парадигма в геологии и астрономии. М. 2009.
547 с. Илл. 127. Табл. 47. Библ. 749.

В монографии изложены научные основы новой Галактоцентрической парадигмы, связывающей явления на Земле и в Солнечной системе с процессами в Галактике. С новых мировоззренческих позиций обсуждаются многие известные наблюдаемые факты и предлагается решение ряда фундаментальных геологических и астрономических проблем, не получивших пока удовлетворительного объяснения.

Книга рассчитана на профессионалов, специализирующихся в различных областях космического естествознания и геологии. Она также будет доступна студентам, учащимся и читателям, интересующимся вопросами современной науки.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является вторым, переработанным и расширенным изданием монографии автора, вышедшей под названием: «Галактика, Солнечная система, Земля. Соподчиненные процессы и эволюция» в 2002 году.

Книга продолжает начатую автором в первой монографии разработку научных основ новой естественнонаучной концепции – Галактоцентрической парадигмы, призванной объединить астрономическую и геологическую области знания в рамках более общей системы взглядов. Данная парадигма делает невозможным дальнейшее развитие представлений о Земле и Космосе как независимых друг от друга научных дисциплин.

Новое издание преследует еще несколько целей. Во-первых, изначально книга была выпущена тиражом, который, как, оказалось, значительно отстает от спроса читателей. Во-вторых, за истекшие годы автором получен ряд важных результатов, подтверждающих и развивающих идеи, изложенные в первой монографии. В-третьих, книга дополнена материалами, не публиковавшимися ранее. И, в-четвертых, обнаружилось опечатки и неточности, которые теперь устранены.

Общий план книги и характер подачи материала оставлены прежними. По сравнению с первым изданием усилена доказательная база нового астрофизического явления – струйного истечения вещества из центра спиральных галактик, а также больший акцент сделан на изучении строения Галактики и вопросах галактической физики.

Больше внимания также уделено решению ключевых проблем геологии и других наук о Земле. В результате создания Галактоцентрической парадигмы эта область знания переживает стадию научной революции. В связи с чем значительным переделкам подверглась глава 8 первого издания.

Книга дополнена двумя новыми главами. В них подняты темы, которые из соображений несвоевременности не были включены в издание 2002 года. Время их постановки, полагаю, пришло. Первая – это феномен опережающего «надчеловеческого» знания Махатм, обсуждаемый на примере физики и астрономии. Вторая – новый взгляд на природу галактик и Вселенную с учетом феномена космического электромагнетизма. Эти главы вместе с главой 9 первого издания, где обсуждается экстраординарное событие в истории современной цивилизации, связанное с близким пролетом около Солнца звезд Сириуса, вынесены в новый четвертый раздел книги.

Автор благодарит акад. В.Е. Хаина, акад. А.Н. Дмитриевского, акад. В.Е. Фортова, акад. Ю.Г. Леонова, акад. В.В. Адушкина, чл. кор. Л.И. Лобковского, А.Н. Гусеву, И.С. Зекцера, А.Н. Павлова, Я.Э. Юдовича, В.И. Фельдмана, В.И. Ферронского и К.И. Чурюмова за благожелательное отношение и С.Н. Закирова за поддержку и внимание, а также Т.М. Мотыйгулина, Э.С. Закирова, И.М. Индруцкого, Д.П. Аникеева, Т.В. Литвинову, И.И. Давлетчина и Т.Н. Цаган-Маджиева за помощь в подготовке книги.

Москва. 2009 г.

ОТ АВТОРА (К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ)

Вашему вниманию предлагается книга, где изложен круг идей, позволяющих придать непротиворечивое объяснение многочисленным эмпирическим фактам, накопленным разными науками о Земле и Космосе, в рамках единой научной концепции.

Обсуждению подвергаются наиболее важные, можно даже сказать основополагающие мировоззренческие проблемы современного космического естествознания. Отсутствие их удовлетворительного решения сегодня сильно сдерживает развитие всей системы естественных наук, включая геологию, геофизику, геохимию, сравнительную планетологию, космогонию, астрономию и ряд других научных дисциплин.

Поэтому представляется, что изложенные в этой книге результаты и суждения будут полезны как профессионалам, специализирующимся в отдельных областях научного знания, так и широкому кругу читателей, интересующихся современным состоянием науки.

Несмотря на очень широкий круг поднимаемых в книге вопросов, все ее главы, по существу, обсуждают разные стороны одного и того же явления – струйного истечения газопылевого вещества из ядер спиральных галактик. Это явление, долго ускользавшее от внимания исследователей, как, оказалось, играет исключительно важную роль в окружающем нас космическом мире. Без учета данного явления нельзя понять и правильно объяснить ни специфику строения галактик, их природу и характер эволюции, ни процессы, наблюдаемые сегодня и происходившие некогда в прошлом в Солнечной системе и на Земле.

Явление струйного истечения впервые теоретически обосновано в 1929 году английским астрофизиком Дж. Джинсом (1877-1946), исходя из представлений о галактиках как гравитационно сжимающихся газовых сферах. Само же явление, в форме движущегося относительно Солнца потока звезд, обнаружено в Галактике голландским астрономом Я. Каптейном на четверть века раньше, хотя и не получило позднее признания. Однако задолго до этого, в 1812 году, на «катастрофические» следствия этого явления для Земли обратил внимание французский исследователь Ж. Кювье (1769-1832). Во второй половине XX века явление струйного истечения могло не раз приобрести статус твердо установленного факта, но случилось так, что и сегодня его существование приходится доказывать автору настоящей работы.

Для удобства изложения материала книга разбита на три части: «Галактика», «Солнечная система», «Земля». Решающие астрономические доказательства самого явления и его влияния на строение спиральных звездных систем представлены в первой главе. Во второй главе эти данные использованы для разработки галактической модели геологической цикличности, позволяющей изучать это явление непосредственно на Земле средствами геологии. Здесь же проведено обоснование модели и приведены резуль-

таты ее тестирования по астрономическим и геологическим наблюдениям. В третьей главе изложены результаты применения модели для измерения скорости эволюции Галактики с использованием геохронологических данных, а также высказан ряд общих идей о природе галактических звездных систем.

Все последующие главы книги содержат в основном «негалактические» доказательства струйного истечения и посвящены анализу его важнейших следствий для Солнечной системы и Земли. Четвертая глава, открывающая раздел «Солнечная система», посвящена изучению комет струйных потоков Галактики, о которых сегодня практически ничего не известно. В ней разработан способ регистрации таких комет по кратерам, оставляемым ими на планетах, и изложены первые результаты его применения. В пятой главе анализируются вопросы столкновений комет струйных потоков с телами астероидного пояса, играющие определяющую роль в проблеме происхождения наблюдаемых сегодня комет. Шестая глава всецело отведена вопросам космогонии Солнечной системы. Чтобы не перегружать книгу обсуждением большого числа нерешенных космогонических проблем, автор стремился ограничиться, прежде всего, вопросами строения и внутренней эволюции Земли, а также общими вопросами формирования Солнца и планет как открытых физических систем.

Включение пятой и шестой глав, несколько нарушающих логику книги, вызвано тем, что принципиально важная проблема происхождения комет, на взгляд автора, сегодня заведена в тупик, а вопросы космогонии Солнечной системы, к сожалению, решаются не правильно.

В разделе «Земля» рассмотрено влияние событий в Галактике и в Солнечной системе на земные процессы. Седьмая глава вскрывает природу геологической цикличности как специфического для Земли физического явления. Здесь приводятся оценки количеств кометного вещества и астероидного материала, падавшего на Землю в разные периоды ее истории. В восьмой главе обсуждается механизм утилизации поступающего на Землю кометного вещества и его участия в глобальном круговороте углерода и воды на нашей планете. И, наконец, в девятой главе предпринята попытка разобраться в ряде экстраординарных событий, имевших место на памяти людей и запечатленных в мифах и преданиях разных народов мира. Эта глава включена в книгу еще и потому, что ее материалы позволяют объяснить, почему явление струйного истечения так долго не замечалось астрономами.

Немаловажная особенность книги заключается в том, что каждая из ее глав посвящена решению крупной конкретной проблемы, что, как правило, требует применения новых методов исследования или построения новой модели. Поэтому все главы написаны в форме статей с обязательным введением, постановкой задачи, результативной частью и выводами. При этом главный акцент (за редким исключением) делается не на изложении известных гипотез, а на подборе основополагающих фактов и включении их в некую логически замкнутую систему представлений, исключаящую какую-

либо иную разумную трактовку данных наблюдений, отличную от предложенной автором. Такой подход позволяет в лучших традициях, заложенных Ф. Бэконом (1561-1616) и И. Ньютоном (1643-1727), строить выводы исключительно как положения, логически обобщающие наблюдаемые факты и одновременно сами являющиеся их однозначными следствиями.

Необходимо также отметить, что все главы неразрывно связаны между собой. При этом каждая последующая глава прочно опирается на результаты, полученные в предыдущих, нередко дополняя их с новой, неожиданной стороны. Это обеспечивает необходимое единство книги и лучше всего соответствует основной ее цели – по возможности широко и аргументировано изложить физические основы новой Галактоцентрической естественнонаучной парадигмы, способной с единых позиций объяснить большой круг явлений на Земле и в Солнечной системе, связав их с процессами в Галактике.

Включенные в книгу материалы собирались и осмысливались автором на протяжении более 25 лет. Некоторая часть идей и оригинальных результатов была опубликована в последнее десятилетие, но далеко не в том объеме и виде, как хотелось автору. Вопросы, касающиеся падения галактических комет на планеты с атмосферой и без атмосферы, и модель образования комет в Солнечной системе печатаются впервые. Впервые публикуется большая часть материалов по вопросам космогонии Солнечной системы, а также результаты проверки информации древних книг, преданий, мифов и легенд о былом близком пролете около Солнца системы звезд Сириуса.

Для полноценного восприятия приводимых доказательств струйного истечения вещества из центра галактик и более глубокого осознания необходимости перехода в современных естественных науках от гелиоцентрической парадигмы к Галактоцентрической парадигме очень важно, что все эти материалы собраны вместе в одной книге.

Когда монография была написана и показана друзьям, ими было высказано мнение, что она с большим трудом будет воспринята Читателем не только в виду радикальности высказанных в ней суждений, но, прежде всего, из-за категоричного тона их изложения. Последнее замечание, вероятно, соответствует действительности. Поэтому автор заранее просит у Читателя прощения, ибо он никого не хотел этой книгой задеть и тем более обидеть.

Автор выражает глубокую благодарность проф. С.Н. Закирову, без активной помощи и постоянной поддержки которого изложенные результаты еще несколько лет не могли бы привлечь на себя внимание специалистов, а также искренне признателен сыну, помогавшему в оформлении книги.

Автор будет очень признателен тем, кого заинтересует данная книга и развиваемый в ней круг идей, и кто найдет возможность об этом ему сообщить, а еще лучше предложит свою помощь и примет участие в их разработке. С благодарностью будут восприняты все замечания и пожелания Читателей, способствующие улучшению книги.

Москва. 2002 г.

І. ГАЛАКТИКА

ГЛАВА 1

ДВОЙСТВЕННАЯ ПРИРОДА СПИРАЛЬНОСТИ ГАЛАКТИК

Первичным элементом в спиральной структуре являются пыль и газ, и мы должны забыть о тщетных попытках объяснения спиральной структуры динамикой материальных точек. Она должна быть понята в рамках законов движения газовых масс и теории магнитных полей.

В. Бааде

Природа галактической спиральности – одна из ключевых и наиболее принципиальных проблем физики галактик. «Пока спиральные ветви остаются необъясненными, – писал Дж. Джинс (Jeans, 1929), – невозможно чувствовать доверие к любым предположениям и гипотезам, касающимся других особенностей галактик, которые кажутся более легко поддающимися объяснению». Прошло 80 лет с момента этого высказывания, однако, однозначного и убедительного ответа на вопросы, относящиеся к природе галактических ветвей, характеру их закрученности и механизму образования, еще не получено (Ефремов, 2005).

Подавляющее большинство специалистов уверены, что рукава спиральных галактик, в которых наблюдается повышенная концентрация газа, пыли и молодых звезд, представляют собой «волны» уплотнения вещества, распространяющиеся в пылегазовом диске галактик (Происхождение, 1976; Марочник, Сучков, 1984; Физика космоса, 1986). В соответствии с общепринятой теоретической моделью (Lin, Shu, 1964; Рольфс, 1980) считается, что эти волны имеют форму логарифмических спиралей, перемещающихся в плоскости диска со скоростью, отличной от скорости вращения основной массы его вещества. При определенных условиях это может обеспечить устойчивость существования и перемещения самой волны и способствует активизации в ней процессов звездообразования.

Имеются, однако, многочисленные данные наблюдений, которые никак не укладываются в рамки волновой теории. К их числу относятся, например, такие принципиальные факты, как наличие у многих спиральных галактик центральной перемычки – бара, существование сложных «многорукавных» спиральных систем, некомпланарность разных ветвей одной галактики, т.е. отсутствие у них единой спиральной плоскости, явные признаки

магнитоподобных явлений в спиральных ветвях, сильное радиальное истечение вещества из галактических ядер и многое другое (Воронцов-Вельяминов, 1978; Агекян, 1981).

Среди таких «трудных» для объяснения фактов автором выделены результаты двух сравнительно ранних экспериментальных исследований, выполненных В. Бааде (1966) и супругами В.Е. и И.Д. Караченцевыми (1967). В первой работе была предпринята попытка установить спиральную структуру галактики М 31 на основе систем «звездных цепочек», обнаруженных В. Бааде. Вторая публикация связана с измерениями Караченцевыми параметров ветвей спиральных галактик по синим картам Паломарского атласа, что привело этих исследователей к выводу об архимедовом характере закрученности галактических ветвей.

Судьба обеих работ оказалась во многом сходной и незавидной. Последовавшие за ними исследования других авторов не смогли подтвердить полученные в них результаты. К тому же выводы Бааде и Караченцевых были столь необычными и «странными», что в их причины тогда серьезно вникать не стали, а сами исследования просто отнесли к категории методически ошибочных (Воронцов-Вельяминов, 1978).

В данной главе предпринята попытка, дать объяснение результатам Бааде и Караченцевых. При этом ставится задача доказать, что этим исследователям удалось установить существование у спиральных галактик еще одной системы ветвей – системы ветвей с архимедовым типом закрученности спиралей. Такие ветви, в соответствии с идеями Дж. Джинса (1933), возникают у галактик на «спиральной» стадии эволюции, вследствие струйного истечения из их центра диффузного вещества. Это вещество представлено газом и пылью и образуется в результате разрушения звезд (Саслау, 1989; Физика космоса, 1986) в галактическом ядре при гравитационном коллапсе звездной системы в ходе ее эволюции (см. далее главу 3).

Цель главы состоит в обосновании новой концепции спирального строения галактик. Данная концепция исходит из двойственной гравитационно-плазменной природы этих систем и рассматривает их спиральные ветви как области сосредоточения газопылевого вещества, где протекают или недавно закончились процессы звездообразования.

В соответствии с развиваемыми представлениями, реализующими идеи В. Бааде и Дж. Джинса, наблюдаемая у галактик в оптическом диапазоне спиральная структура определяется исключительно условиями взаимодействия газопылевого вещества струйных потоков с галактическим электромагнитным полем, силовые линии которого при вращении системы закручиваются в логарифмические спирали.

В главе предложена теоретическая модель (Баренбаум, 1993), позволяющая объяснить спиральное строение S- и SB-галактик по Хабблу с большей полнотой и количественной точностью, чем это удается сделать в рамках волновой теории.

1.1. Два типа галактических ветвей

Изучению ветвей спиральных галактик посвящено большое количество исследований (например, Воронцов-Вельяминов, 1972, 1978). Однако, по-видимому, имеются только две работы, где выполнен статистический анализ параметров спиральности галактических ветвей для достаточно представительных выборок галактик. Это исследования С. Данвера (Danver, 1942) и супругов Караченцевых (1967), приведшие к совершенно не согласующимся результатам.

В своей работе С. Данвер изучал спиральную структуру галактик по светящемуся газу. В 98 исследованных им спиральных галактиках он измерил параметры в общей сложности 190 галактических рукавов. Трансформируя изображения галактик во фронтальную плоскость, Данвер установил, что форма всех исследованных им ветвей наилучшим образом описывается уравнением логарифмической спирали:

$$R = R_0 e^{\alpha\varphi} \quad ; \quad (1.1)$$

где α и R_0 – константы, $\alpha = \text{ctg } \mu$; R и φ – полярные координаты; μ – постоянный для данной ветви угол между радиус-вектором, проведенным в любую точку спирали, и касательной к ней в этой точке.

Данвер нашел, что длина отдельных ветвей и угол их закрученности μ даже у одной галактики могут не совпадать. Величина угла лежит в пределах $54^\circ \leq \mu \leq 86^\circ$, протяженность ветвей в среднем составляет $\approx 300^\circ$, а средняя разность длин ветвей одной галактики 67.2° .

В отличие от С. Данвера, Караченцевы проводили измерения спиральных галактик с использованием карт Паломарского атласа неба. Для своих исследований они предпочли синие карты атласа, наиболее чувствительные к излучению молодых горячих звезд, где контрастность и длина рукавов были большими, чем на красных картах.

Для избежания ошибок, связанных с учетом наклона спиральной плоскости галактик, они исследовали лишь галактики с малым наклоном оси симметрии к лучу зрения, четкой и неразветвленной спиральной структурой и наиболее значительными угловыми размерами. В основном это оказались галактики типов Sb и Sc по Хабблу с числом рукавов не более двух.

Проанализировав 237 спиральных ветвей 121 галактики, Караченцевы установили, что в среднем галактические ветви не следуют зависимости (1.1), а гораздо лучше описываются уравнением архимедовой спирали:

$$R = \rho(\varphi_0 + \varphi) = R_0 + \rho \varphi \quad (1.2)$$

Для всей совокупности проанализированных ветвей средние величины констант получились равными: $\rho = 0.45' \pm 0.04'$ и $\varphi_0 = 0.62\pi \pm 0.07\pi$. Угол φ_0

в этой формуле определяет средний радиус R_0 области передержки на фотографиях галактик и потому не является величиной физической.

Определение параметров спирали (1.2), выполненное для 11 двух рукавных галактик с известными лучевыми скоростями, дало значение $\rho = 6.15$ кпк/360° и $R_0 = 5.3$ кпк. Средняя длина спиральных ветвей в угловом измерении составила 250° при среднеквадратичном разбросе 114°, а разность длин рукавов одной галактики оказалась 27.5°, что существенно меньше, чем у Данвера.

Некоторые различия в характеристиках галактических ветвей, выявленные Данвером и Караченцевыми, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики галактических ветвей по Данверу и Караченцевым

Характерная особенность	По Данверу	По Караченцевым
Тип закрученности спиральных ветвей	Логарифмический	Архимедов
Различие в параметрах закрученности разных ветвей одной галактики	Может быть значительным	Отсутствует
Различие в параметрах закрученности ветвей по всей выборке галактик	Большое, $0.06 \leq \alpha \leq 0.73$	В пределах ошибок методики, $\Delta\rho/\rho \sim 10\%$
Разность длин ветвей одной галактики	67.2°	27.5°
Средняя длина ветвей	300°	250°

По данным табл. 1 видно, что результаты этих исследователей не совпадают, а отличия их выводов нельзя объяснить какими-либо погрешностями измерений. Анализ причин такого расхождения позволил обратить внимание на то, что Данвер и Караченцевы по существу изучали спиральность галактик, используя для этого принципиально разные объекты. Первый определял положение ветвей по свечению ионизированного газа, а вторые – по излучению наиболее молодых и ярких звезд.

Данное обстоятельство позволило заключить (Баренбаум, 1988, 1993), что причина расхождений Данвера и Караченцевых вызвана не ошибками методики последней работы, как это, например, считает Б.А. Воронцов-Вельяминов (1978), а обусловлена одновременным существованием у спиральных галактик двух систем ветвей разной природы. При этом в силу специфики применяемых методик, Данвер измерял параметры ветвей одной спиральной системы, а Караченцевы – другой.

Таким образом, результаты Данвера и Караченцевых указывают на то, что спиральность галактик представляет собой более сложное и комплексное явление, чем это считается на основании гравитационной теории волн плотности (Рольфс, 1980; Марочник, Сучков, 1984; Физика космоса; 1986).

Присутствие в одной и той же спиральной галактике систем ветвей разной природы ниже показано на примере двух наиболее изученных звездных систем: нашей Галактики и галактики М 31. В силу близкого расположения галактика М 31 во многих отношениях исследована в настоящее время даже лучше, чем наша звездная система. Поэтому основное внимание уделим анализу спиральной конструкции именно этой галактики.

1.2. Спиральное строение галактики М 31

Спиральность галактики М 31 изучалась многими авторами (Шаров, 1982; и др.). Наиболее важные результаты были получены в 1945–1949 годах В. Бааде (1966) и в 1970-х годах Х. Арпом (Arp, 1964).

В ходе своих пионерских исследований первых послевоенных лет Бааде обнаружил существование в галактике М31 серии спиральных ветвей, отмечавшихся высоким содержанием пыли, молодых очень ярких звезд и газа. Положения этих ветвей, из-за малого угла наклона ($9 \sim 15^\circ$) плоскости галактики к лучу зрения, В. Бааде удалось проследить только в одном направлении, совпадающем с большой осью галактики. Причем отдельно для ее северо-восточной (N) и юго-западной (S) частей. В каждой из них Бааде обнаружил по 7 таких ветвей (табл. 2).

Таблица 2. Спиральные рукава галактики М 31 по данным В. Бааде

Рукав	Расстояние от центра		Рукав	Расстояние от центра		Описание
	мин дуги	кпк		мин дуги	кпк*)	
N1	3.4	0.6	S1	1.7	0.3	Рукава из пыли. Сверхгигантов и областей HII нет
N2	8.0	1.5	S2	10.5	1.9	Пылевые рукава усеяны сверхгигантами населения I. Первые сверхгиганты появляются в S2–N2. Первые области HII – в N3–S3
N3	25	4.6	S3	30	5.5	
N4	50	9.2	S4	47	8.6	Максимум распределения населения I. Рукава обрисованы множеством сверхгигантов, пыль становится менее заметной
N5	70	12.9	S5	66	12.1	
N6	91	16.7	S6	95	17.4	Слабые внешние рукава представлены разбросанными группами сверхгигантов. Пыль не видна
N7	110	20.2	S7	116	21.3	

В. Бааде обратил внимание также на закономерное изменение состава вещества в ветвях с удалением от центра М 31. В центральной области галактики вещество было представлено преимущественно темной пылевой

материей. По мере продвижения от центра галактики к периферии концентрация пыли уменьшалась, ветви осветлялись и в них начинали появляться молодые яркие звезды (сверхгиганты) ранних спектральных классов ОВ и области ионизированного водорода НII. Численность этих объектов в ветвях резко возрастала на расстояниях 10–15 кпк от центра галактики. На еще больших расстояниях звезды и области НII постепенно редели, пыль становилась практически невидимой. И, наконец, на расстояниях, превышавших $R = 20\text{--}22$ кпк, пропадали и эти индикаторы спиральной структуры.

В. Бааде, однако, был убежден, что спиральные ветви М 31 на этом не кончались, а продолжались дальше, но становились настолько слабыми, что выявить их имеющимися у него средствами было трудно. В подтверждение тому на продолжении большой оси в S-сторону он нашел вереницу и небольшое скопление очень слабых звезд В-класса (не ярче 3^m или 4^m) на расстояниях 2.23° (24.6 кпк) и 2.5° (27.5 кпк) от центра галактики. Их, тем не менее, В. Бааде в свою таблицу не включил, посчитав остатками старых, уже распавшихся ветвей.

На основании сходства состава населения ветвей (табл. 2) Бааде полагал, что, начиная с N2 и S2 и далее, ветви с одинаковыми номерами принадлежат одним и тем же галактическим рукавам. Поэтому первоначально он считал, что у галактики М 31 имеется 7 самостоятельных спиральных рукавов. Позднее он отказался от такой интерпретации и допускал связь последующих ветвей с предыдущими. Однако окончательно установить и понять эту связь, по признанию самого Бааде, ему так и не удалось.

В отличие от В. Бааде, Х. Арп изучал спиральность М 31, исследуя в ней распределение светящегося газа. Используя специальную методику печати, он получил убедительные доказательства существования у М 31 всего лишь двух спиральных ветвей (рис. 1). Обе ветви оказались одинаково закрученными в логарифмические спирали*

$$R_k = 20' \exp [0.13(\varphi + k\pi)], \quad (1.3)$$

где $k = 1, 2$; φ – угол в радианах. Величина угла закрученности ветвей $\mu \approx 80^\circ$ и близка к максимальному значению этого параметра для рукавов спиральных галактик по С. Данверу.

Спирали на рис. 1 отвечают уравнению (1.3), а системы точек S1–S7 и N1–N7 – положениям на SN-оси спиральных ветвей, установленных В. Бааде. Данный рисунок заимствован из оригинальной статьи Х. Арпа (Arp, 1964). Для приведения рисунка к общепринятому виду его следует развернуть в плоскости чертежа на 180° .

* Величина предэкспоненциального множителя в формуле (1.3) найдена по данным рис. 1. В своей работе Х. Арп приводит значение $30'$.

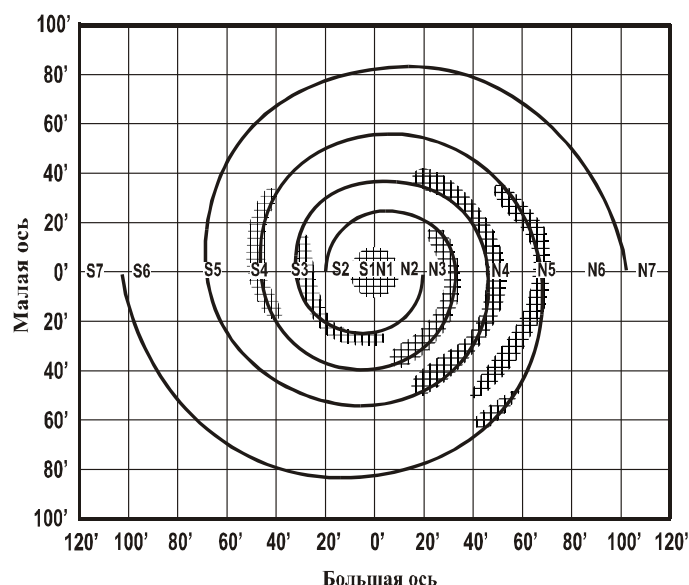


Рис. 1. Система логарифмических ветвей М 31 по Х. Арпу (Arp, 1964). Заштрихованы области свечения газа, которые Арп использовал для выявления спиральной структуры М 31

Сопоставление положений галактических рукавов М 31 по Х. Арпу с данными измерений В. Бааде (см. рис. 1) показало (Шаров, 1982), что установленные Х.Арпом спиральные ветви на отдельных участках сильно уклоняются от положений на SN-оси «пылестарых» спиралей Бааде.

Это обстоятельство, а также неудачная попытка В. Бааде реконструировать спиральную структуру М 31 по своим данным явились поводом для критики и одно время поставили под сомнение (Воронцов-Вельяминов, 1978) реальность выделенных В. Бааде спиральных ветвей. Правота Бааде была доказана лишь в 1980-х годах (Шаров, 1982).

На рис. 2 предложена новая интерпретация наблюдений В. Бааде. Полагая, что системы N и S ветвей по В. Бааде связаны между собой, нанесем их расстояния от центра М 31 на одну линию (рис. 2-а).

Такое представление экспериментальных данных позволяет выявить закономерность в распределении N и S-ветвей, охватывающую каждые 4 соседние точки, начиная с верхней. После расположения этих точек с требуемой периодичностью на графике в полярных координатах так, как это показано на рис. 2-б, становится очевидной четырех рукавная спиральная конструкция галактики. Наряду с ветвями, указанными в табл. 2, на график рис. 2-б также нанесены положения обнаруженных В. Бааде слабых звездных скоплений, которые он считал остатками «старой» распавшейся ветви и

потому их не включил в таблицу. Отчетливо видно, что и эти «старые ветви» – точки S8 и S9, хорошо ложатся на единую систему прямых линий.

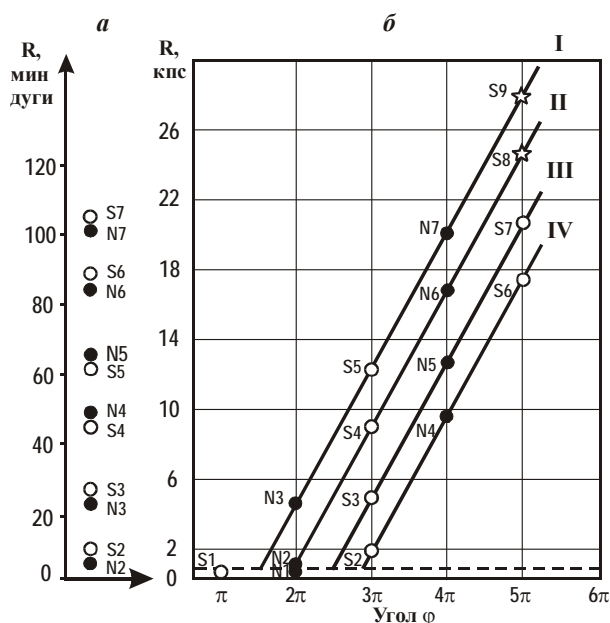


Рис. 2. Интерпретация спиральной структуры галактики М 31 по данным Бааде: a – одномерный график удаленности от центра М 31 спиральных ветвей по Бааде; b – одномерный график развернут в полярных координатах. Точки S (правое крыло галактики) отложены при нечетном угле ϕ , а точки N (левое крыло) – при четном. Точки S8 и S9, выделенные звездочкой, – положения «старых» распавшихся ветвей М 31. Штриховой линией отмечена величина ядерного диска галактики. I–IV – номера спиральных ветвей

В соответствии с предложенной интерпретацией данных В. Бааде получается, что наряду с двумя логарифмическими ветвями у М 31 имеются еще четыре спиральные ветви, причем архимедового типа:

$$R_k = R_0 + \rho(\phi - \phi_k), \quad (1.4)$$

где $k = 1 \div 4$.

Параметры закрученности всех архимедовых ветвей одинаковы: $\rho = 2.48 \pm 0.06$ кпк/рад, а углы сдвига между ними ($\Delta\phi_{k-1,k} = \phi_{k-1} - \phi_k$) лишь незначительно отличаются от 90° . Эти углы составляют: $\Delta\phi_{1,2} = 76^\circ$, $\Delta\phi_{2,3} = 81^\circ$, $\Delta\phi_{3,4} = 87^\circ$ и $\Delta\phi_{4,1} = 116^\circ$, что приводит к разным расстояниям между спиралями, соответственно равным 3.5, 3.8, 4.2 и 5.5 кпк.

Таким образом, наша реконструкция спиральной структуры М 31 по данным В. Бааде полностью соответствует результатам Караченцевых для других спиральных галактик. Мы видим, что, во-первых, архимедовы спирали М 31 одинаково закручены и, во-вторых, эти ветви характеризуются близкой длиной.

Длина ветвей, однако, определяется довольно условно и зависит от разрешающей способности методики, используемой для их выявления. У галактики М 31, по данным В. Бааде, применявшего высокочувствительные пластинки, архимедовы ветви получились примерно в два раза длиннее, чем у галактик Паломарского атласа по измерениям Караченцевых.

Сравнительно хорошая изученность М 31 позволяет достаточно уверенно определить для нее и величину параметра R_0 , фигурирующего в формуле (1.4). Не вызывает сомнений, что все архимедовы спирали М 31 берут начало в ее быстро вращающемся ядерном диске, состоящем, главным образом, из пыли и газа (Физика космоса, 1986). Наряду с общностью состава вещества в основании спиралей и диске, этот вывод подтверждается также общим характером движения в галактике газа.

Кривая вращения в М 31 газа (рис. 3) обнаруживает два глобальных скачка лучевой скорости.

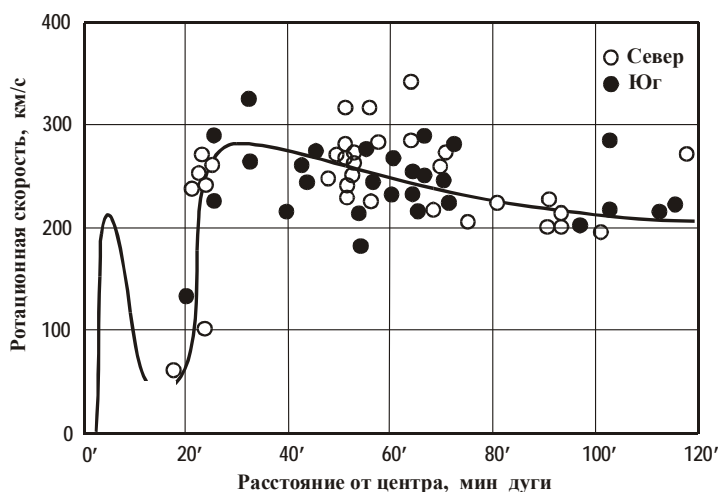


Рис. 3. Кривая вращения М 31 (Воронцов-Вельяминов, 1978). Кривая вблизи центра галактики построена по запрещенным линиям азота, а на большем расстоянии — по данным для областей ионизированного водорода HII

Сопоставление экспериментальных данных, представленных на рис. 1, 2 и 3, указывает на то, что места зарождения в галактике обеих систем спи-

ральности отмечаются в М 31 своими максимумами лучевой скорости. Так, один из них в области $R = 20'$ (4 кпк) можно связать с развитием спиралей Арпа, а другой, ближе к центру – с возникновением спиралей Бааде. Поэтому значение параметра R_0 в выражении (1.4) примем равным радиусу ядерного диска М 31, который по разным оценкам имеет максимальный размер $R_0 = 800$ пк (Марочник, Сучков, 1984).

Данные табл. 2, однако, недостаточны для того, чтобы установить, в какую сторону закручены спирали Бааде – по направлению вращения галактики или против. Ответ на этот вопрос может быть получен с привлечением информации о местоположении в плоскости М 31 наиболее крупных скоплений молодых звезд высокой светимости. Согласно наблюдениям В. Бааде, такие звездные скопления преимущественно концентрируются в спиральных ветвях архимедового типа.

На карты распределения в плоскости М 31 звездных ассоциаций по данным А.С. Шарова (1982) нами нанесены (рис. 4) положения архимедовых спиральных ветвей с рис. 2,б в предположении их закрученности по направлению вращения галактики.

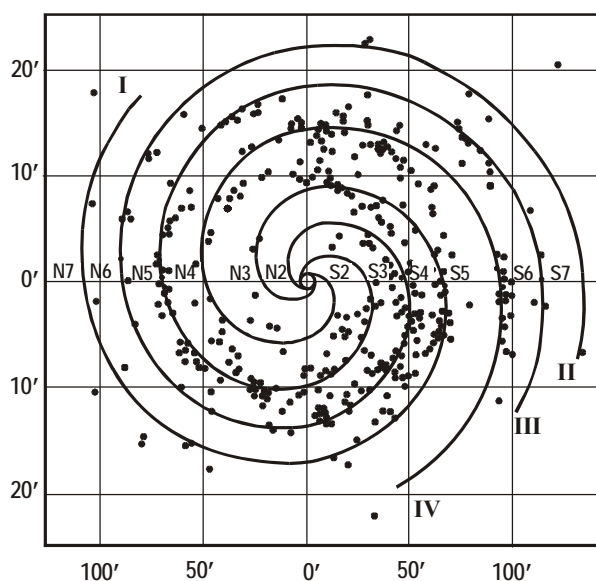


Рис. 4. Распределение в плоскости М 31 звездных ассоциаций (Шаров, 1982). Представлена карта распределения в проекции на галактическую плоскость 197 звездных ОБ-ассоциаций по данным Ван ден Берга и Рихтера, на которую нанесены положения спиралей Бааде

На тех участках спиральных ветвей, где результаты наблюдений не отягощены большими ошибками, а это, прежде всего, вдоль SN-оси и не слишком близко к центру галактики, предложенная четырехрукавная спиральная конструкция вполне хорошо соответствует экспериментальным данным. Она отражает, например, такую далеко не очевидную деталь, как увеличенный промежуток между I и IV спиральными рукавами галактики.

Для малой WE-оси М 31 такое совпадение практически отсутствует. Это можно объяснить низкой точностью определения координат звездных группировок в данном направлении, обусловленной их неизвестным распределением по Z-координате в галактическом диске и трудностями учета наклона самого диска к лучу зрения.

Если не принимать во внимание этого обстоятельства, то, следуя результатам известных экспериментальных работ, спиральную структуру М 31 с равным успехом можно приближенно аппроксимировать серией разных однорукавных и двухрукавных моделей, ветви которых закручены как в одну, так и в другую стороны (Шаров, 1982).

Таким образом, наш анализ показывает, что у М 31 ее архимедовы и логарифмические ветви закручены в сторону вращения галактики.

1.3. Спиральное строение Галактики

В качестве другого примера рассмотрим нашу собственную звездную систему (Марочник, Сучков, 1984). Особенность нашей Галактики заключается в том, что ее газопылевой ядерный диск наклонен к плоскости галактического экватора на угол $\vartheta = 0 \div 24^\circ$ (Физика космоса, 1986). Таким образом, в отличие от М 31, ядерный диск и «звездная» система спиралей нашей Галактики образуют свою выделенную плоскость, наклоненную к плоскости «газовой» спиральности на угол $\sim 20^\circ$.

Заметим, что несовпадение в М 31 плоскостей архимедовой и логарифмической спиральных конструкций не является у галактик чем-то исключительным. Множество аналогичных примеров некомпланарных звездных систем приводит Б.А. Воронцов-Вельяминов (1978).

Структура логарифмической спиральности Галактики может быть установлена на основании результатов исследований Жоржелен (Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., 1976) по распределению в галактической плоскости гигантских зон ионизированного водорода HII и областей с повышенной плотностью излучения нейтрального водорода HI, показанных на рис. 5. На этом же рисунке, заимствованном из книги Ю.Н. Ефремова (1984), приведены предполагаемые нами спиральные рукава (Баренбаум, 1991а).

В соответствии с нашей интерпретацией данных рис. 5, у Галактики имеются не две, как в М 31, а четыре логарифмические спиральные ветви. Все они в пределах точности наблюдений одинаково закручены и берут на-

чало из четырех диаметрально противоположных точек центрального кольца. Общее уравнение спиралей отвечает формуле

$$R(\varphi) = R_0 \exp \left\{ \alpha \left[\varphi + (2k-1) \frac{\pi}{4} \right] \right\}, \quad (1.5)$$

где $k = 1 \div 4$ – номер ветви; $R_0 = 3.9$ кпк – радиус центрального кольца; параметр $\alpha = 0.205 \text{ рад}^{-1}$, что соответствует углу закрученности ветвей $\mu = 78^\circ$.

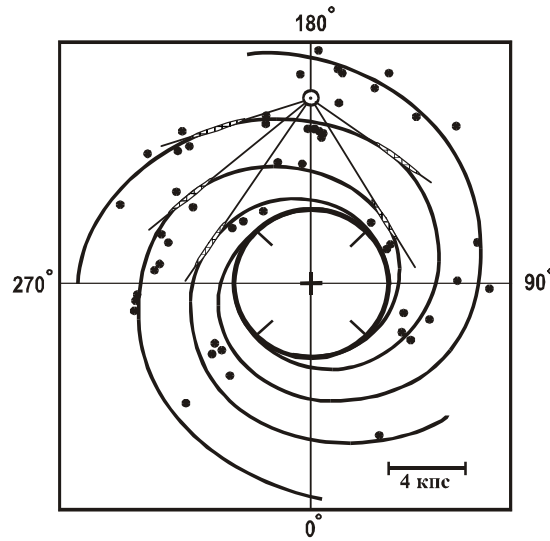


Рис. 5. Структура логарифмических спиральных ветвей Галактики. Представлена карта распределения в плоскости Галактики гигантских областей НII – точки; прямыми линиями отмечены направления повышенной плотности излучения НI, в которых луч зрения проходит по касательной к спиральным рукавам; точка в кружке – положение Солнечной системы. Галактические ветви отвечают формуле (1.5)

К выводу о наличии у нашей звездной системы четырех спиральных рукавов логарифмического типа приходят и другие исследователи (Vallee, 2002). По данным разных авторов угол закрученности спиралей $\mu = 73 \div 84^\circ$ и в среднем составляет $78.3 \pm 1.0^\circ$. На рис. 6 показана спиральная конструкция Галактики, предложенная Ж. Валле. В отличие от нашей модели, расстояние Солнца от центра Галактики им принято равным 7.2 кпк.

Согласно Ж. Валле, спиральная конструкция Галактики также описываются формулой (1.5), но с несколько иными значениями констант. Параметры α и R_0 соответственно составляют 0.2126 рад^{-1} и 3 кпк. При этом точки выхода спиральных рукавов из центрального круга повернуты относительно осей рисунка на угол 20° , а не угол 45° , как в нашей модели.

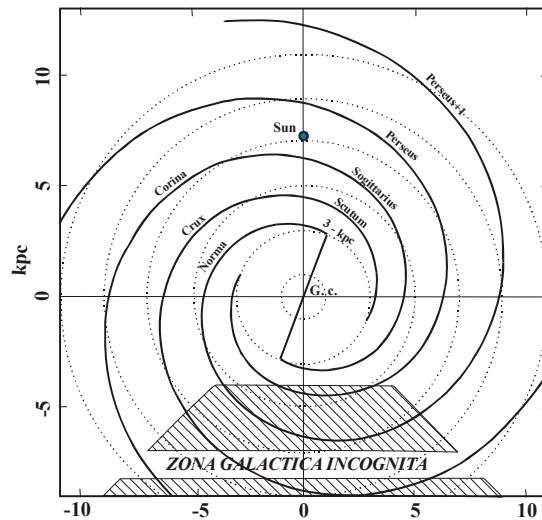


Рис. 6. Система спиральных рукавов Галактики в проекции на галактическую плоскость по Ж. Валле. Заштрихована область недоступная наблюдениям. Расстояние Солнца (кружок) до галактического центра (G.c.) принято 7.2 кпк. Линия в центре, соединяющая начала рукавов Наугольника (Norma) и Стрельца–Киля (Sagittarius–Corina), по мнению Валле, определяет предполагаемый бар Галактики. Пунктирные окружности проведены с шагом 2 кпк.

Установить конструкцию архимедовых спиралей труднее (см. далее главу 2). Эта задача сильно осложняется тем, что представительные данные о положении в Галактике молодых звезд имеются лишь для ближних окрестностей Солнца (до 5 кпк). К тому же они сильно искажены погрешностями учета межзвездного поглощения (Ефремов, 2005) и не учитывают наклона плоскости «звездных» спиралей к экваториальной плоскости Галактики.

Поэтому ниже ограничимся лишь констатацией факта присутствия в Галактике ветвей, не относящихся к логарифмической системе спиральности. С этой целью обратимся к анализу рис. 7, где в проекции на галактическую плоскость показаны близкие к Солнцу крупные скопления и ассоциации молодых звезд по данным Р. Хемфрис (Ефремов, 1989).

Подавляющее большинство молодых звезд на рис. 7 группируется в вытянутые сгущения, которые принято отождествлять с положением трех близких к Солнцу галактических рукавов: Киля–Стрельца, Ориона–Лебедя и Персея (Физика космоса, 1986). Хорошо видно, что логарифмические спиральные ветви (см. рис. 5 и 6) совпадают только с рукавами Персея и Киля–Стрельца, но никак не проходят через рукав Ориона–Лебедя.

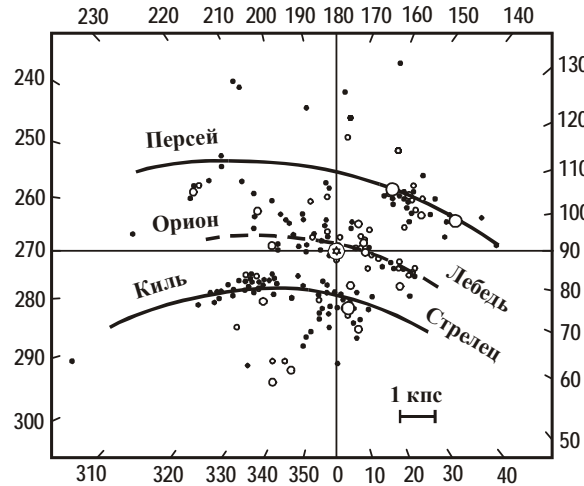


Рис. 7. Распределение в проекции на галактическую плоскость звездных скоплений (точки) и ОВ-ассоциаций (светлые кружки) в окрестностях Солнца (звездочка). Сплошные линии – рукава Персея и Киль–Стрельца, проведены в соответствии с формулой (1.5). Пунктирная линия – рукав Ориона–Лебеда, принадлежащий архимедовой системе спиральности, получена расчетом

Рукав Ориона–Лебеда, на внутренний край которого проецируется положение Солнца, по своему расположению, наклону, характеру закрученности и структуре поля скоростей звезд явно отличается от двух других (Марочник, Сучков, 1984). За неимением лучшего объяснения причин этого обстоятельства, данный рукав сегодня принято считать ответвлением от основной ветви Киль–Стрельца (Физика космоса, 1986; Ефремов, 2005).

Такое мнение ошибочно. Наши исследования показывают (Баренбаум, 1990, 1991a, 1993), что рукав Ориона–Лебеда в действительности представляет собой фрагмент ближайшего к Солнцу струйного потока Галактики, закрученного в спираль архимедового типа. Доказательства тому приводятся ниже в настоящей главе, а также содержатся в главах 2, 4, 5 и 9.

В связи с обсуждением рис. 7, необходимо отметить, что термины «звездная» и «газовая», которыми мы пользовались для обозначения архимедовой и логарифмической систем галактических ветвей, лишь в первом приближении передают существо вопроса. На самом деле, и молодые звезды, и зоны конденсации газа образуются в ветвях, принадлежащих обеим системам спиральности. Различие же между этими структурами проявляется в том, что наиболее крупные скопления молодых звезд преимущественно концентрируются в архимедовых спиральных, а преобладающие массы ионизированного газа – в логарифмических. С удалением от центра галактик эти различия только возрастают.

1.4. Анализ фактических данных

Обсуждение начнем с констатации трех важных положений, вытекающих из анализа изложенных выше экспериментальных фактов.

Первое утверждение заключается в том, что у спиральных галактик имеет место взаимодействие между ветвями разных систем.

На рис. 8-а представлена общая картина спиральности галактики М 31 с учетом ее обеих спиральных структур. Штриховкой, как и на рис. 1, показаны области светящегося газа, которые Х. Арп использовал для выделения в М 31 системы логарифмических ветвей.

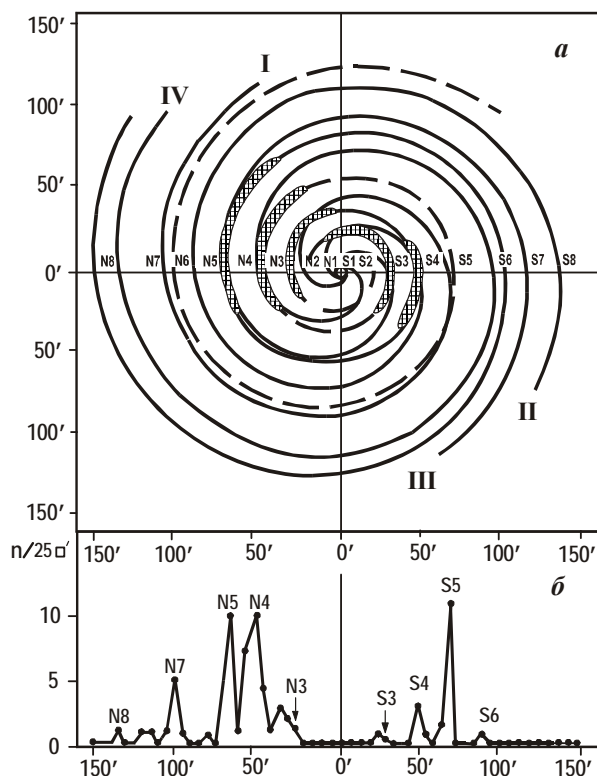


Рис. 8. а) Реконструкция спирального строения М 31 по данным В.Бааде (сплошные линии) и Х.Арпа (пунктир). В логарифмических спиральных ветвях показаны области свечения газа, установленные Арпом. Свечение газа, как правило, начинается в «точках» пересечения ветвей, принадлежащих разным спиральным системам. б) Распределение (Шаров, 1982) плотности молодых звезд вдоль SN-оси. Участки пересечения спиралей Бааде и Арпа отмечаются также повышенной плотностью молодых звезд

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что свечение газа в ветвях начинается фактически в местах пересечения спиралей разных типов, другими словами, там, где спирали Арпа встречаются со спиралями Бааде. Показательно, что те же области галактики отличаются высокой плотностью молодых звезд (рис. 8-б). И к ним же приурочена в галактике М 31 максимальная концентрация нейтрального водорода HI (рис. 9).

Рис. 8 указывает на физическое взаимодействие логарифмической и архимедовой спиральных систем, которое в местах их пересечений сопровождается резкой активизацией процессов звездообразования и газоконденсации. В настоящее время число таких мест в М 31 больше в северо-западной половине, чем в юго-восточной, что приводит к общей асимметрии спирального строения этой галактики (рис. 8). Схожая асимметрия структуры наблюдается и у нашей звездной системы (Марочник, Сучков, 1984).

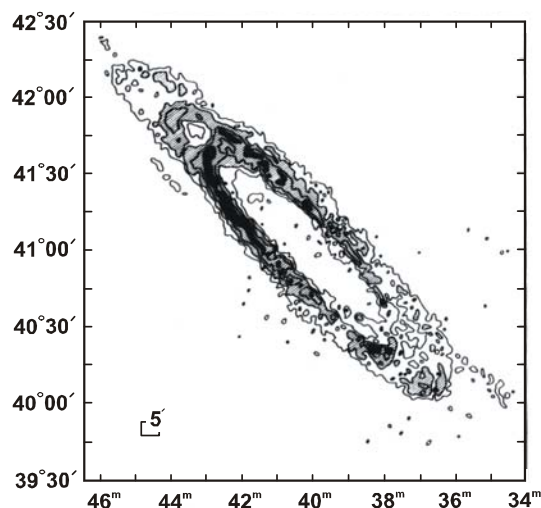


Рис. 9. Эмиссия нейтрального водорода на волне $\lambda = 21$ см (Шаров, 1982). Выделены области с разной интенсивностью излучения газа. Асимметрия спиральной структуры галактики проявляется и в излучении HI (см. рис. 8-а)

Второй важный момент касается взаимоотношений между галактическими ветвями и собственным электромагнитным полем галактик. Изучение структуры крупномасштабного магнитного поля галактик указывает на тесную связь этого поля с галактическими рукавами, причем логарифмического типа (Марочник, Сучков, 1984). Эта связь, как известно, обусловлена «вмороженностью» частиц космической плазмы в силовые линии магнитного поля (Физика космоса, 1986).

Уместен вопрос, что является первичным, а что вторичным: поле или спирали? Волновая теория однозначно решает его в пользу первичности галактических рукавов, связывая повышенную напряженность их магнитного поля с более высокой общей плотностью присутствующего в них ионизированного газа (Ефремов, 1984, 1989).

Представленные данные позволяют, однако, усомниться в справедливости этого предположения. Специфический характер распределения вдоль рукавов М 31 излучающего газа, да и сама «правильная» конструкция логарифмических систем обеих галактик заставляют считать фактор поля определяющим. Поэтому спиральные ветви Арпа необходимо рассматривать как производные силовых линий галактического электромагнитного поля, которые вращением галактики закручиваются в логарифмические спирали.

И, наконец, третье положение непосредственно связано с природой архимедовых галактических ветвей. Из нашей интерпретации результатов наблюдений В. Бааде (см. рис. 2) с очевидностью следует, что с удалением от центра М 31 в каждой из ее четырех архимедовых спиралей происходит постепенное и синхронное изменение состава объектов. Причем, если в области центра галактики вещество спиралей, как и вещество ее ядерного диска, в основном представлено темной пылевой материей, то с удалением от центра эта материя осветляется и превращается в облака пыли и газа. На больших расстояниях последние уступают место продуктам конденсации самих облаков – ярким сверхгигантам ранних спектральных классов, которые еще дальше от центра постепенно теряют яркость и, наконец, вообще перестают наблюдаться.

Такая последовательность состояний вещества определенно указывает на процесс эволюционного «старения» населения архимедовых ветвей с удалением от центра М 31. Эволюционный процесс, очевидно, начинается с конденсации ранее рассеянного газопылевого вещества в облака, проходит через стадию образования в них звезд и заканчивается «угасанием» звезд до состояния не наблюдаемости.

Предлагаемое истолкование указанных закономерностей состоит в интерпретации системы архимедовых ветвей как потоков газопылевого вещества, истекающего из ядерного диска галактик, а логарифмических ветвей – как областей «захвата» этого вещества спиральным электромагнитным полем галактики.

Согласно развиваемым представлениям, у спиральных галактик имеет место интенсивное истечение газопылевого вещества из области ядерного диска. Вещество выбрасывается лишь из отдельных точек ядерного диска, число которых не превышает четырех (Воронцов-Вельяминов, 1978). Скорость истечения вещества из диска V_S у спиральных галактик разных типов близка к 300 км/с и не зависит от стадии эволюции звездной системы. Распространяясь в плоскости вращения диска с этой скоростью, диффузная ма-

терия за характерное время 10^6 – 10^7 лет конденсируется в области молекулярного водорода Н₂, кометы и звезды.

Наиболее интенсивно данный процесс идет в тех областях галактик, где поток материи встречает препятствие в виде спиралей Арпа. При этом часть диффузного вещества превращается в звездные скопления с включениями пыли и газа, которые продолжают первоначальное движение, другая же, преимущественно находящаяся в ионизированном состоянии, – задерживается и увлекается магнитным полем спиралей Арпа. Захваченная материя впоследствии также превращается в звезды и области Н₂, а задержанный газ, рекомбинируя, растекается, образуя широкую кольцевую зону с повышенной плотностью молекулярного водорода (см. рис. 9).

Поток выброшенного вещества после нескольких пересечений со спиралью Арпа теряет диффузную компоненту, и звездообразование в нем прекращается. Однако уже возникшие звезды и их скопления продолжают прямолинейное движение, рисуя архимедовы ветви. Постепенно старея и теряя яркость, они навсегда покидают галактику.

Архимедов тип спиралей означает, что истечение газопылевой материи из ядерного диска происходит с постоянной линейной скоростью V_s , и по мере того, как это вещество движется в радиальном направлении, сам диск совершает равномерное вращение с угловой скоростью ω_d . В результате, в системе координат, жестко связанной с галактикой, траектория движения материи отвечает уравнению (1.2) с параметром закрученности $\rho = V_s/\omega_d$, показывающим как далеко продвигается выброшенное вещество за один оборот ядерного диска. В галактике М 31, например, это вещество достигает ее оптической границы 30 кпк почти за два полных оборота диска.

С кинематической точки зрения особенность спиралей Бааде состоит в том, что все их элементы участвуют только в одном движении – удалении по радиусу от центра галактики со скоростью V_s . Поэтому такой тип спиральности назовем «расширяющимся».

Кинематика логарифмических ветвей, определяемых структурой галактического электромагнитного поля, очевидно, иная. Вследствие волновой природы этого поля, вся их система вращается с некоторой угловой скоростью ω_1 вокруг галактического центра. При этом, вследствие частичной или полной «вмороженности» газа в галактическое магнитное поле, угловая скорость вращения вещества в спиральях $\omega_1(R)$ не остается постоянной, а уменьшается с увеличением R .

Сохранение в этих условиях логарифмической формы спиральных ветвей требует, чтобы участвующее во вращении вещество наряду с тангенциальной скоростью $V_t = R\omega_1$ обладало также некоторой радиальной скоростью V_r . При этом заданное логарифмическими кривыми движение, удовлетворяющее условию неразрывности, может быть обеспечено определенным соотношением скоростей V_r и V_t . По определению логарифмической спира-

ли, это отношение должно быть постоянным $V_r/V_\tau = \alpha$, где по формуле (1.1) константа $\alpha = \text{ctg } \mu$.

В частном, но практически важном случае $V_\tau = \text{const}$, скорость V_r также является величиной постоянной, но зависящей от степени закрученности логарифмических ветвей. Поэтому в галактике М 31 и в нашей звездной системе, характеризующихся одинаковыми значениями $V_\tau \approx 250$ км/с (Марочник, Сучков, 1984), но разными параметрами α , скорость V_r будет не одинаковой. В М 31 радиальная скорость составит $V_r = 32$ км/с, а в нашей Галактике – 53 км/с. Заметим, что движение газа с радиальной скоростью 53 км/с действительно обнаружено в нашей звездной системе для ближайшего к ее центру спирального витка (Физика космоса, 1986).

1.5. Кинематическая модель спирального строения галактик

Исходя из изложенных выше представлений, автором предложена (Баренбаум, 1993) простая феноменологическая модель, позволяющая вычислять в спиральных ветвях разного типа значения продольного g_L и поперечного g_R градиентов возрастов молодых звезд и на этой основе определять длину (L) галактических рукавов.

Предположим, что у галактики имеются две системы спиральных рукавов, закрученных в одну сторону, обладающих общим центром и лежащих в одной плоскости. При этом одна из них – система архимедовых ветвей Бааде, относится к «расширяющемуся» типу, а вторая – система логарифмических ветвей Арпа, твердотельно вращается с угловой скоростью ω_1 . То есть архимедова спираль в неподвижной системе координат описывается выражением

$$R = V_s \left(t + \frac{\varphi}{\omega_d} \right) = V_s t + \rho \varphi, \quad (1.6)$$

а равномерно вращающаяся логарифмическая спираль формулой

$$R = R_0 \exp(\alpha \varphi). \quad (1.7)$$

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ спиральные ветви разных систем пересекаются в некоторой точке, где происходит процесс звездообразования. Зададимся вопросом, в какую сторону и с какой скоростью будет передвигаться точка «звездообразования» в спиральных ветвях этих систем и каким образом градиенты возрастов молодых звезд в рукавах архимедового и логарифмического типа будут зависеть от параметров пересекающихся спиралей? Возрастные градиенты распределения молодых звезд есть вполне объективная физическая характеристика галактических ветвей, которая может быть с достаточной точностью измерена инструментально (Ефремов, 1984, 1989).

Приравняв в точке звездообразования выражения (1.6) и (1.7), получим

$$t = \frac{1}{V_s} (R_0 e^{\alpha\varphi} - \rho\varphi) \quad (1.8)$$

Откуда после дифференцирования находим угловую (ω) и линейную (v) скорости перемещения точки звездообразования.

В неподвижной системе координат, связанной со спиралями Бааде, имеем:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{V_s}{\alpha R - \rho}, \quad (1.9)$$

$$v = \frac{dR}{dt} = \frac{\alpha R}{\alpha R - \rho} V_s, \quad (1.10)$$

где параметры ρ и αR имеют физический смысл: $\rho = V_s/\omega_d$ и $\alpha R = V_r/\omega_1$.

Во вращающейся системе координат, связанной со спиральностью Арпа, линейная скорость точки звездообразования $v' = v$ остается неизменной, а величина угловой скорости находится как $\omega' = \omega + \omega_1$.

Из формул (1.9) и (1.10) следует, что точка звездообразования в общем случае перемещается относительно центра галактики с некоторой угловой и линейной скоростями, двигаясь внутри спиральных ветвей по траектории, описываемой закручивающейся ($\rho < \alpha R$) или раскручивающейся ($\rho > \alpha R$) спиралью. Причем с удалением от центра галактики значения самих скоростей меняются определенным образом.

Пользуясь полученными формулами, найдем выражения для радиального (по радиусу галактики) $g_R = \Delta T/\Delta R$ и продольного (вдоль спиральных ветвей) $g_L = \Delta T/\Delta L$ градиентов возрастов молодых звезд.

Поскольку возраст родившихся в ветвях звезд определяется временем, истекшим с момента прохождения точки звездообразования, т.е. $\Delta T = -\Delta t$, из этих формул будем иметь для логарифмических ветвей Арпа:

$$g_R^A = \frac{\omega_1/\omega_d - V_r/V_s}{V_r[1 + \omega_1/\omega_d - V_r/V_s]} ; \quad g_L^A = g_R^A / \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (1.11)$$

и для архимедовых спиралей Бааде:

$$g_R^B = \frac{1}{V_s} (1 - \alpha R/\rho), \quad g_L^B = g_R^B / \sqrt{1 + (R/\rho)^2}. \quad (1.12)$$

Таким образом, согласно формулам (1.9) – (1.12), характер распределения в ветвях спиральных галактик молодых звезд тесно связан с положением и степенью закрученности самих спиральных ветвей.

При этом расстояние от центра галактики, равное

$$\tilde{R} = \rho/\alpha \quad (1.13)$$

оказывается выделенным. На расстоянии \tilde{R} радиусы кривизны архимедовых и логарифмических ветвей становятся одинаковыми, и точка звездообразования трансформируется в очень протяженную зону звездообразования.

Другими словами, происходит «слияние» спиралей обоих типов, что формально проявляется в бесконечно больших значениях скоростей перемещения точки звездообразования в спиральных ветвях и приводит к нулевым значениям соответствующих градиентов возрастов молодых звезд.

Заметим, что аналогичное \tilde{R} критическое расстояние есть также в теории волн плотности, где оно получило название «радиуса коротации». Поэтому в дальнейшем для его обозначения будем использовать общепринятый термин, имея, однако, в виду, что физический смысл параметра (1.13) в нашей модели иной и не имеет ничего общего с равенством тангенциальных скоростей вращения вещества диска и спиральной волны плотности, постулируемых в волновой теории (Рольфс, 1980).

Во-первых, следуя формуле (1.13), у одной галактики может быть несколько радиусов коротации, количество которых определяется числом ее логарифмических ветвей с индивидуальными параметрами α по Данверу.

И, во-вторых, в соответствии с нашей моделью, наиболее интенсивное звездообразование одновременно идет не по всему краю спиральных рукавов и, как обычно считают с их внутренней стороны, что следует из теории волн плотности, а только на тех их участках, где вещество, движущееся по спиральям Бааде, пересекает спирали Арпа.

Поскольку точки пересечения спиралей постоянно меняют свое положение, то возникает специфический эффект «бегущей волны звездообразования» (Ефремов, 1989), движущейся в спиральных ветвях с некоторой скоростью. Для спиралей Арпа продольная и радиальная составляющие этой скорости почти одинаковы и равны радиальной скорости волны звездообразования в спиральях Бааде. Продольная же скорость волны в спиральях Бааде намного выше и быстро нарастает с приближением R к радиусу коротации.

После прохождения волны звездообразования вещество галактических рукавов еще некоторое время продолжает оставаться в возбужденном состоянии, образуя обширные светящиеся области. Эти области повышенного свечения и выявляют у галактик существование их спиральных ветвей, делая их наблюдаемыми.

Согласно формулам (1.11) и (1.13) длина и ширина галактических рукавов должны зависеть от их типа и удаленности от центра системы. Характерная протяженность ветвей L в градусах имеет величину

$$L \approx \frac{\tau}{R_{g_L}} \frac{180^\circ}{\pi} = \tau \omega \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} \frac{180^\circ}{\pi}, \quad (1.14)$$

где $\tau \approx 1.2 \cdot 10^7$ лет (Мирзоян и др., 1969) – время жизни ОВ-звезд, возбуждающих свечение вещества галактических рукавов.

Причем, если в рукавах газа мало, или он сильно разрежен, как в архимедовых спиралях, то в оптическом диапазоне длин волн излучают главным образом сами звезды. Если же газа много, как в логарифмических рукавах, то светится в основном газ, который возбуждается ультрафиолетовым излучением ОВ-звезд (Соболев, 1975).

Именно в этом и состоит суть противоречия результатов экспериментальных работ по излучению газа С. Данвера и по излучению звезд Караченцевых. Поэтому полученные этими авторами принципиально разные выводы относительно характера закрученности и длины галактических ветвей представляются вполне закономерными.

Оценки по формуле (1.14) показывают, что у галактики М 31 длина светящихся участков спиральных рукавов Арпа может достигать 80° , а спиралей Бааде 220° . То есть, в принципе, в рукавах спиральных галактик могут наблюдаться разрывы в сплошности свечения.

В частности, в галактике М 31 с ее четырьмя архимедовыми и двумя логарифмическими ветвями отдельные области свечения в рукавах, в основном, перекрываются, и такие разрывы не очень заметны. Однако в других спиральных галактиках с меньшим числом ветвей данный эффект выражен более отчетливо (Воронцов-Вельяминов, 1978).

Фактические данные и полученные формулы говорят о том, что звездообразование в ветвях спиральных галактик происходит как бы в отдельных «очагах» (Ефремов, 1989). На малых расстояниях от центра галактики эти очаги могут накладываться, и картина звездообразования получается весьма сложной. Однако на больших расстояниях $R \gg 1/\omega_d g_L$ они отстоят друг от друга в рукавах Арпа на угол

$$\xi = (\omega / n\omega_d) \cdot 360^\circ, \quad (1.15)$$

где n – число архимедовых спиралей (струйных потоков). Например, у М 31 этот угол составляет $\xi = 18^\circ$, и потому такие очаги хорошо видны.

Наряду с указанным эффектом, обусловленным отсутствием горячих ОВ-звезд, в светящихся галактических спиралях нередко наблюдаются резко очерченные узкие темные полосы пыли, секущие рукав под некоторым углом (Марочник, Сучков, 1984).

Согласно развиваемым представлениям, эти полосы возникают в галактических рукавах логарифмического типа при поглощении их света пылевой материей, движущейся по архимедовым спиралям.

Угол наклона таких полос γ определяется выражением

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{R + \alpha \rho}{\rho - \alpha R}. \quad (1.16)$$

Из формулы (1.16) следует, что своего максимума (90°) угол γ достигает на малом удалении от центра галактики. На удалении, близком величине радиуса коротации \tilde{R} , угол $\gamma \approx 0^\circ$, и пылевые полосы тянутся вдоль спиральных ветвей, а при $R > \tilde{R}$ угол γ растет, меняя знак.

Анализ строения спиральных галактик показывает, что изложенная выше модель путем очень незначительной модернизации позволяет понять и объяснить практически все наблюдаемые конфигурации спиральных звездных систем, наиболее часто встречающиеся в природе.

Так, казалось бы, принципиальное различие между «нормальными» (типа S по Хабблу), и «пересеченными» (типа SB) галактиками, согласно развиваемым представлениям, у SB-галактик сводится лишь к некоторому отличию от 0° угла ϑ между плоскостями их архимедовых и логарифмических спиральных конструкций.

Действительно, если угол между плоскостями в модели будет понемногу увеличиваться, то, вследствие конечной «толщины» спиралей Бааде и Арпа, это постепенно приведет к нарушению требования их пересечения сначала на периферии галактики, а затем все ближе к ее центру. И, в конце концов, условие пересечения спиралей на плоскости (X, Y) полностью трансформируется в условие их пересечения вдоль одной прямой, совпадающей с линией пересечения самих плоскостей. Что приведет к появлению у спиральной галактики своеобразной перемычки – бара, в пределах которого и будут перемещаться все точки звездообразования.

Отсюда следует, что у SB-галактик, обладающих достаточно большим углом ϑ , основная масса рождающихся звезд должна тяготеть к области бара, спиральные ветви будут получаться толстыми и короткими. В этом случае, как показывают наблюдения (Воронцов-Вельяминов, 1972), ветви чаще всего начинаются из концов бара, длина которого совпадает с диаметром центрального «кольца» логарифмической системы (см. рис. 5 и 6). У галактик же с малым значением угла ϑ величина перемычки может превышать этот диаметр, и тогда спирали Арпа будут выходить из нескольких точек бара, где в данный момент времени выбрасываемые из ядра галактики газопылевые потоки взаимодействуют с ее электромагнитным полем.

Имеются основания полагать, что взаимная ориентация плоскостей архимедовой и логарифмической систем ветвей у спиральных галактик не остается постоянной, а может меняться во времени как из-за прецессии ядерного диска, так и вследствие изменения самого угла ϑ .

Если изменения ϑ значительны и происходят быстро – за время, соизмеримое с периодом пребывания молодых звезд в OB-стадии ($\sim 10^8$ лет), то у звездной системы может возникнуть весьма замысловатая спиральная конфигурация, например, наподобие веретена, как у галактики NGC 2685. Однако в большинстве случаев изменения ϑ малы и происходят достаточно

медленно, поэтому спиральные галактики обычно наблюдаются в одной из двух своих основных форм S или SB.

Анализ спирального строения галактик (Воронцов-Вельяминов, 1972; Агекян, 1981) показывает, что их подразделение на S- и SB-типы весьма условно, поскольку обнаруживает множество переходных форм. Это обстоятельство позволяет предполагать, что величина угла ϑ у галактик, вероятно, колеблется около $\vartheta = 0^\circ$. Так что всякая спиральная галактика в ходе эволюции наряду с общим перемещением вдоль хаббловской последовательности от E к S, может менять спиральный тип, испытывая преобразования $S \leftrightarrow SB$ в пределах своей группы (рис. 10).

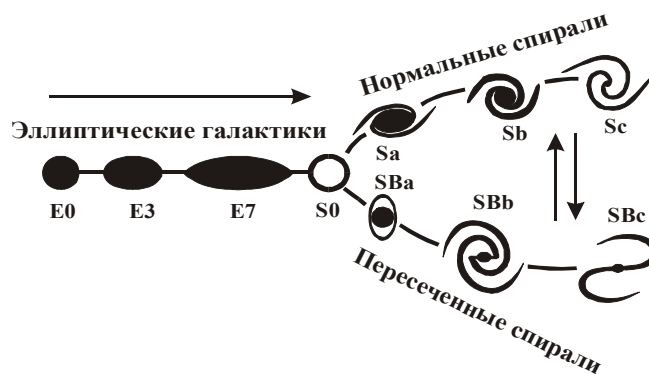


Рис. 10. Классификация галактик по Хаббл

В своей классификации Э. Хаббл (Hubble, 1936) подразделил все галактики по их внешней форме и структурным особенностям на два основных класса: эллиптические (тип E) и спиральные (типы S и SB), объединив их в схему в виде «вилки». Дж. Джинс предложил эволюционную трактовку диаграммы Хаббла, предположив, что при эволюции галактики меняют тип, перемещаясь от E к S. Направление джинсовской эволюции показано на рис. 10 горизонтальной стрелкой. Двойной вертикальной стрелкой обозначено возможное преобразование галактик в процессе эволюции, допускаемое нашей моделью (Баренбаум, 1993).

1.6. Аprobация модели на примере галактики M 31

Покажем теперь на ряде примеров, что предлагаемая модель позволяет не только качественно объяснить особенности спирального строения галактик, но и находится в необходимом количественном согласии с результатами астрономических наблюдений (Баренбаум, 1993).

Пример 1. Одним из наиболее принципиальных положений развиваемых представлений является вывод о том, что из ядер спиральных галактик

происходит непрерывное струйное истечение газопылевого вещества с некоторой постоянной скоростью V_s . Величина этой скорости входит во все основные уравнения нашей модели, определяя, собственно говоря, как наблюдаемые размеры спиральных галактик, так и характер распределения в их ветвях наиболее молодых звезд.

Пользуясь хорошей изученностью М 31, оценим величину скорости истечения вещества из ее ядерного диска. Причем для повышения достоверности полученной оценки величину V_s определим несколькими независимыми способами.

Первый способ. Согласно наблюдениям Бэбкока и позднее других авторов (Шаров, 1982), тангенциальная скорость нейтрального газа в ядерном диске М 31 на расстоянии $R_d = 800$ пк от ее центра, которое можно принять в качестве границы диска, достигает максимума $V_\tau = 100$ км/с, и далее быстро снижается. Отсюда для угловой скорости вращения диска находим $\omega_d = V_\tau/R_d = 1.25 \cdot 10^{-7}$ оборота в год, что отвечает периоду вращения $5.2 \cdot 10^7$ лет.

Интерпретируя параметр $\rho = 2.48$ кпк/рад струйных потоков как $\rho = V_s/\omega_d$, для скорости истечения находим $V_s = \rho \omega_d = 310$ км/с.

Отметим, что скорость истечения V_s оказалась в 3 раза выше, чем линейная скорость вращения основной массы вещества диска. Поскольку по своему физическому смыслу величина V_s представляет собой скорость «отрыва» вещества от диска

$$V_s = \sqrt{\frac{2GM(R_d)}{R_d}}, \quad (1.17)$$

где G – гравитационная постоянная, $M(R_d)$ – центральная масса галактики в пределах радиуса R_d , то диск в состоянии покинуть лишь наиболее высокоскоростная составляющая его вещества.

Тем самым, струйное истечение является главным фактором, который определяет размеры газопылевого ядерного диска галактик и формирует левый максимум на кривой лучевых скоростей галактике М 31 (см. рис. 3).

Второй способ. Подсчеты А.С. Шарова (1982) числа звездных ОБ-ассоциаций в плоскости М 31 по отдельным кольцевым зонам показывают (табл. 3), что с удалением от центра галактики количество этих объектов сначала возрастает, а затем испытывает постепенное уменьшение (рис. 11).

Таблица 3. Распределение ОБ-ассоциаций в плоскости М 31

ΔR , кпк	$N(\Delta R)$	ΔR , кпк	$N(\Delta R)$
0 — 3	0	15 — 18	30
3 — 6	19	18 — 21	14
6 — 9	17	21 — 24	5
9 — 12	52	24 — 27	3
12 — 15	54	27 — 30	1

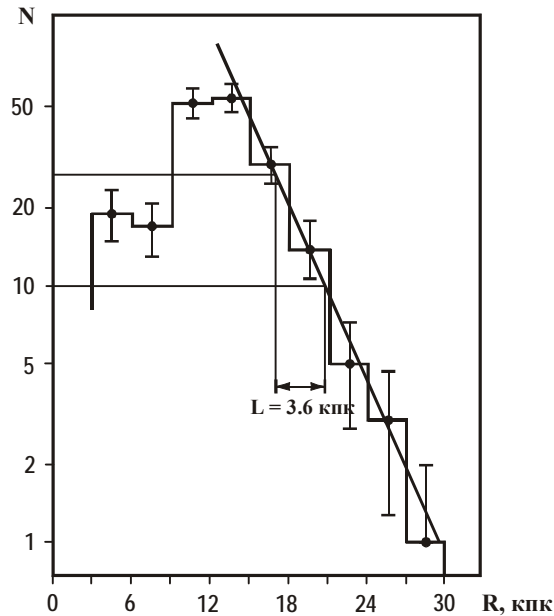


Рис. 11. Зависимость числа ОБ-ассоциаций в отдельных кольцевых зонах в плоскости М 31 по данным табл. 3. Вертикальными отрезками показан статистический разброс. За пределами 12–15 кпк зоны число ОБ-ассоциаций с удалением от центра галактики уменьшается по экспоненциальному закону (1.18)

На графике (рис. 11) хорошо видно, что за пределами зоны протяженностью 15 кпк, где процесс звездообразования в спиральных рукавах в основном закончен, а сами подсчеты наименее искажены наблюдательной селекцией, число ОБ-ассоциаций уменьшается с расстоянием от центра М 31, следуя экспоненциальной зависимости

$$N(R) \cong 2000 \exp(-R/L), \quad L = 3.6 \text{ кпк}. \quad (1.18)$$

Известно, что время пребывания молодых звезд в отдельных стадиях эволюции подчиняется вероятностному закону $N(t) \sim \exp(-t/\tau)$, где τ – среднее время жизни звезды в данной стадии. Для звезд ранних спектральных классов, к которым относятся ОБ-звезды, это время составляет $\tau \approx 1.2 \cdot 10^7$ лет (Мирзоян и др., 1969).

Поскольку большинство крупных ОБ-ассоциаций М 31, как следует из наблюдений, находятся в архимедовых спиральных рукавах, а уменьшение их числа с удалением от центра галактики обусловлено просто «старением» ОБ-звезд в процессе их радиального движения со скоростью V_s , то для скорости самого этого движения получим оценку $V_s = L/\tau = 300 \text{ км/с}$.

Величина предэкспоненциального множителя в (1.18) определяет общее количество ОВ-ассоциаций М 31, экстраполированное к моменту времени их образования. Или, другими словами, характеризует интенсивность рождения ассоциаций ОВ-звезд в этой галактике.

Поэтому значение $N(0)$ может быть использовано для приближенной оценки массы вещества, уносимой ежегодно из галактики М 31 в составе объектов ОВ-ассоциаций:

$$\dot{M} = \frac{N(0)V_s}{\Delta R} M, \quad (1.19)$$

где $\Delta R = 3$ кпк – ширина кольцевой зоны в подсчетах А.С. Шарова (1982), M – средняя масса ОВ-ассоциации.

В предположении $M \sim 10^5 M_\odot$ (Ефремов, 1980) и $V_s = 300$ км/с по формуле (1.19) находим $\dot{M} \sim 20 M_\odot$ в год. Поскольку в звездные скопления эволюционирует не все газопылевое вещество струйных потоков, а только его часть, то величину (1.19) следует рассматривать лишь в качестве нижней оценки массы вещества, покидающего систему.

Вопросы потерь спиральными звездными системами центральной массы более подробно обсуждаются в главе 3 на примере Галактики.

Третий способ. Известно, что средний период пульсаций цефеид в спиральных галактиках уменьшается с удалением от центра этих систем. Поскольку снижение периода у цефеид связано с увеличением их возраста, то данный факт, свидетельствующий о старении пульсирующих звезд, может быть также использован для определения скорости V_s .

В галактике М 31 указанный эффект наиболее детально изучался Ю.Н. Ефремовым (1984, 1989) для спирального витка S4. Результаты этих исследований представлены на рис. 12.

Мы видим, что в исследованное Ю.Н. Ефремовым поле фактически попал не один, а два отчетливо проявляющихся рукава. Причем, как это следует из рис. 8-а, первый принадлежит спиральности Арпа, а второй – собственно виток S4 – спиральности Бааде. Точка пересечения рукавов находится несколько выше S-оси в непосредственной близости от расположенного здесь гигантского комплекса звезд высокой светимости ОВ-78. Оба рукава густо заселены молодыми звездами и отличаются повышенной плотностью длиннопериодных цефеид. При этом самые молодые цефеиды, характеризующиеся наибольшими периодами, в каждом из рукавов концентрируются к внутреннему краю ветвей.

Ширина витка S4 достигает ~ 1.5 кпк, и примерно на такое же расстояние он отстоит от внутреннего края спиральной ветви Арпа. При этом на переднем крае данного витка период пульсаций наиболее молодых цефеид составляет 25–28 дней, а на заднем ~ 15 дней (рис. 12-а).

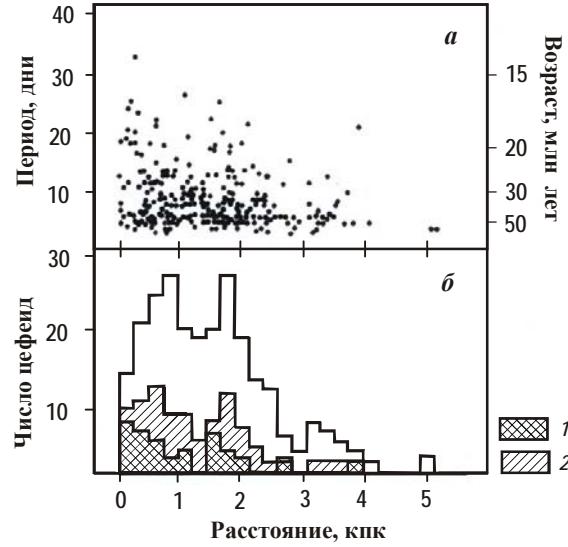


Рис. 12. Изменение периода и возраста цефеид от расстояния до внутреннего края рукава S4 (а) и распределение численности цефеид как функции этого расстояния (б): 1, 2 – периоды соответственно более 15 и более 10 дней (по Ю.Н. Ефремову)

На основании характера распределения периодов пульсаций цефеид поперечный градиент возрастов этих звезд в витке S4 можем определить как

$$g = \frac{(2.2 \cdot 10^7 - 1.7 \cdot 10^7)}{1500} = 3.3 \cdot 10^3 \text{ лет/пк} \quad (1.20)$$

Связывая данный градиент с явлением выброса вещества из центра галактики M 31, находим величину скорости $V_s = 1/g = 300 \text{ км/с}$.

Четвертый способ. Присутствие цефеид с возрастом $\sim 2 \cdot 10^7$ лет у внутренней кромки витка S4, очевидно, не может объясняться их рождением в данном месте и должно быть связано с их образованием в областях взаимодействия спиралей Арпа и Бааде. В настоящий момент времени эти области занимают в галактике существенно иное положение, чем в момент рождения звезд десятки миллионов лет назад.

Место и время образования цефеид витка S4 найдем, используя условие пересечения архимедовых и логарифмических рукавов, которое для S-полуоси запишем в виде

$$R_4^B - V_s t = R_i^A - V_r t, \quad (1.21)$$

где $V_r = 32$ км/с, t – время, $R_4^B = 9.4$ кпк – современное удаление от центра витка S4 спиралей Бааде, R_i^A – удаленность i -витка спиралей Арпа.

Анализ возможных решений уравнения (1.21) приводит к выводу, что своим происхождением цефеиды витка S4 обязаны взаимодействию потоков выброшенного вещества спиралей Бааде не с ближайшим, а с предшествующим витком спиралей Арпа. Получающееся в этом случае решение дает значения $V_S = 300$ км/с и $t = 1.3 \cdot 10^7$ лет, которые хорошо согласуются с предыдущими оценками V_S и возрастом наиболее молодых цефеид на внутренней стороне витка S4. При этом возраст самых молодых ОБ-звезд в S4, рожденных от взаимодействия с ближайшим витком спиральности Арпа, составляет $\sim 10^6$ лет, что и следует непосредственно из наблюдений.

Таким образом, можно констатировать, что все четыре разных способа расчета скорости истечения вещества из ядерного диска М 31 дают значения $V_S = 300 \pm 5$ км/с. При этом для полного оборота самого диска получаем период $T_d \approx 50$ млн. лет.

На рис. 13 представлены вычисленные по формулам (1.11)–(1.12) значения продольного и поперечного градиентов возрастов молодых звезд в спиральных ветвях разного типа, а также величины угловой и линейной скоростей перемещения волны звездообразования в спиральных ветвях Бааде и Арпа как функции расстояния от центра М 31. Значения продольной и радиальной скоростей звездообразования находились как $V = 1/g$, где g – величина соответствующего градиента. В расчетах принималось: $\rho = 2.48$ кпк/рад, $\alpha = 0.13$, $V_S = 300$ км/с, $V_r = 32$ км/с.

Мы видим, что точка в спиральных ветвях на удалении радиуса коротации $\tilde{R} = 19.1$ кпк от центра галактики оказывается особенной. В этой точке все возрастные градиенты обращаются в 0, а скорость распространения волны звездообразования стремиться к бесконечности, испытывая разрыв.

На расстояниях $R < \tilde{R}$ оба градиента имеют положительный знак. Поэтому возраст молодых звезд в галактических рукавах, как вдоль них, так и поперек, увеличивается с удалением от центра галактики, а сами молодые звезды концентрируются у внутреннего края спиральных ветвей. В данной области точка звездообразования движется по спиральным ветвям в сторону вращения галактики, а соответствующие линейные скорости (1.10) отрицательны и свидетельствуют о том, что при этом она приближается к галактическому центру.

На расстояниях $R > \tilde{R}$ направление движения волны звездообразования меняется на противоположное. Вместе с этим меняется на противоположный и характер распределения в ветвях молодых звезд. Согласно расчетам, продольная скорость перемещения волны звездообразования в логарифмических спиральных ветвях Арпа близка к поперечной и меняется от 40 км/с, в центре системы и на ее периферии, до 200 км/с и более при приближении к радиусу коротации на расстояние ближе 3 кпк.

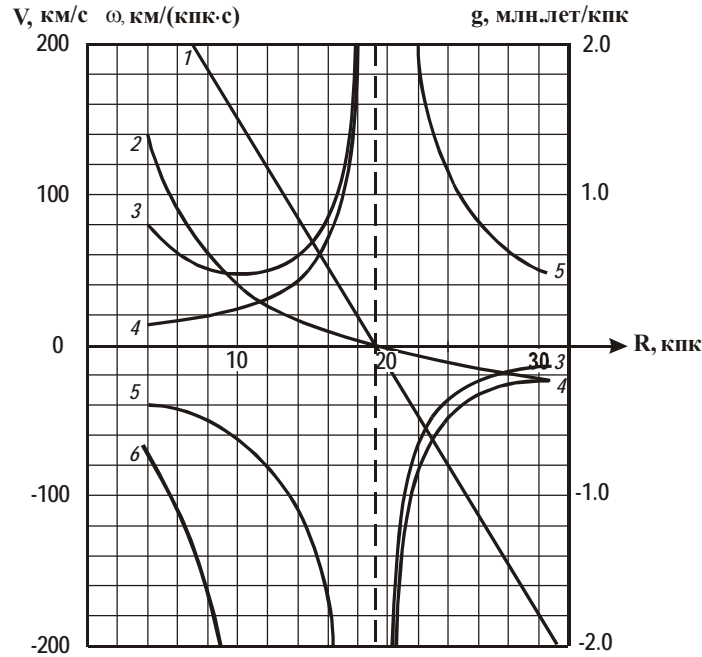


Рис. 13. Расчетные значения градиентов молодых звезд, а также угловых, радиальных и продольных скоростей перемещения волны звездообразования в спиральных ветвях Арпа и Бааде как функция расстояния до центра М 31: 1, 2 – продольные градиенты возрастов звезд, соответственно, в спиральных Арпа и Бааде; 3, 4 – угловые скорости перемещения волны звездообразования в спиральных Арпа и Бааде; 5 – радиальная скорость волны звездообразования в спиральных Бааде и Арпа $v_R^B = v_R^A \approx v_L^A$; 6 – продольная скорость v_L^B волны звездообразования в спиральных Бааде

Воспользуемся результатами этих расчетов для обоснования других основных положений теории.

Пример 2. Важным следствием нашей модели, сравнительно легко поддающимся количественной проверке, является вывод о том, что на определенном расстоянии \tilde{R} от центра галактик существует весьма узкая зона с нулевыми градиентами возрастов молодых звезд в спиральных ветвях. Удаленность этой зоны от галактического центра определяется только параметрами закрученности ветвей взаимодействующих логарифмической и архимедовой спиральных систем, и не зависит ни от каких других факторов.

В частности, у галактики М 31, характеризующейся двумя одинаково закрученными спиральными Арпа с параметром $\alpha = 0.13$ и четырьмя спиральными

ми Бааде с параметром закрученности $\rho = 2.48$ кпк/рад, зона нулевых градиентов возрастов молодых звезд во всех ветвях должна находиться на удалении $\tilde{R} = \rho/\alpha = 19.1$ кпк от центра галактики.

Данный вывод хорошо подтверждается исследованиями Ю.Н. Ефремова в галактике М 31. Изучая распределение возрастов молодых звезд в поперечном сечении ее рукавов S4 и S6, он установил, что если в витке S4 наиболее молодые звезды концентрируются у его внутреннего края, то в витке S6 распределение их меняется, и они группируются в полосу шириной $100 \div 200$ пк в самом центре рукава (Ефремов, 1984).

Распределение возрастов молодых звезд поперек рукава S6 симметрично, а их поперечный возрастной градиент отсутствует. Интересно заметить, что такое распределение возрастов молодых звезд в витке S6, по мнению Ю.Н. Ефремова (1984), не может быть объяснено волновой теорией.

Остается только добавить, что виток S6 удален от центра М 31 на расстояние $R = 19$ кпк, которое практически совпадает с рассчитанным нами значением \tilde{R} .

Пример 3. В цитируемых работах Ю.Н. Ефремовым были также определены градиенты возрастов цефеид и ярчайших ОВ-звезд поперек рукава S4. Найденные градиенты для обоснования возможности их объяснения теорией волн плотности им были пересчитаны в поперечную скорость движения звезд W_R относительно данного рукава. По данным Ефремова величина этой скорости составила $W_R \approx 60 \div 100$ км/с.

Уже отмечалось, что в соответствии с нашими выводами в исследованное Ю.Н. Ефремовым поле (см. рис. 12) попадает не один, а два близко расположенных рукава, первый из них принадлежит спиральности Арпа, а второй – спиральности Бааде. По нашим расчетам (см. рис. 13) радиальные компоненты скорости перемещения волны звездообразования в обеих спиральях одинаковы $V_R^B = V_R^A \approx V_R$ и меньше, чем продольные. В частности, при $R = 9.4$ кпк, отвечающем удалению витка S4 от центра М 31, $V_R = 60$ км/с.

Если придать скорости W_R иной смысл, чем у Ю.Н. Ефремова, и считать ее не скоростью движения звезд поперек рукава S4, а поперечной составляющей скорости волны звездообразования в самом рукаве, то рассчитанная для витка S4 скорость V_R в точности совпадает с измерениями Ю.Н. Ефремова.

Пример 4. Наиболее замечательный, на наш взгляд, результат экспериментальной работы Караченцевых (1967) состоит в том, что этим исследователям удалось показать, что степень закрученности архимедовых ветвей у спиральных галактик типов Sb и Sc отличается несущественно.

Данный вывод может быть непосредственно проверен путем сопоставления параметров закрученности струйных потоков в нашей Галактике и в галактике М 31. С этой целью еще раз обратим внимание на рукав Ориона–Лебеда, который, как было установлено ранее (см. рис. 6), представляет

собой фрагмент ближайшего к Солнцу струйного потока нашей звездной системы, закрученного в спираль Архимеда.

В соответствии с формулами (1.11)–(1.13), расстояние этого рукава от галактического центра, параметр закрученности рукава ρ и угол ψ , образуемый данным рукавом с вектором тангенциальной скорости звезд, а также радиус коротации Галактики \tilde{R} должны удовлетворять системе отношений

$$\rho = \alpha \tilde{R} = R \tan \psi. \quad (1.22)$$

Все величины в правой части этого выражения, в принципе, могут быть найдены из наблюдений. Поэтому, согласно (1.22), можно предложить два независимых способа определения параметра ρ этого рукава.

Первый способ требует знания величины радиуса коротации \tilde{R} и параметра α логарифмических ветвей. Измерение значения α с достаточной точностью не вызывает затруднений. Поэтому основная задача сводится к определению величины \tilde{R} , исходя из характера распределения градиентов возрастов молодых звезд в галактических рукавах.

Поскольку логарифмические спирали в нашей звездной системе закручены слабее, чем у М 31, то у Галактики должен быть меньше и радиус коротации. Действительно, согласно наблюдениям, зона нулевых градиентов возрастов молодых звезд в Галактике лежит ближе к ее ядру, чем в М 31. По данным (Марочник, Сучков, 1984), она проходит через рукав Персея (см. рис. 7), удаленность которого по нашим данным составляет $\sim 12\text{--}13$ кпк.

Отсюда, принимая $\tilde{R} = 12.5 \pm 0.5$ кпк и полагая $\alpha = 0.205 \text{ рад}^{-1}$, для ветви Ориона–Лебеда находим величину $\rho = 2.6 \pm 0.1$ кпк/рад. Полученное значение весьма близко величине этого параметра для архимедовых ветвей галактики М 31.

Второй способ расчета строится на определении угла закрученности ψ рукава Ориона–Лебеда. Экспериментальные измерения угла ψ для этой ветви, однако, сильно различаются (Марочник, Сучков, 1984), что не позволяет их непосредственно использовать при расчете параметра ρ .

Поэтому величину угла ψ определим из равенства (1.22), полагая значения α , \tilde{R} и R известными из наблюдений с более высокой точностью. Принимая удаленность ветви Ориона–Лебеда от галактического центра, как у Солнца, равной $R = 10$ кпк, находим $\psi = 14^\circ$.

Общий ход ветви Ориона–Лебеда, рассчитанный для указанных значений R и ψ , приведен на рис. 6 пунктирной линией. На правом крыле рукава, где разброс экспериментальных точек мал, теоретическая кривая весьма хорошо соответствует наблюдениям. На левом крыле, где, вероятно, более сильно проявляются эффекты несовпадения плоскостей для ветвей разных систем, и фронт распространения струйного потока уходит под галактическую плоскость (см. далее главу 2), разброс данных велик, и провести по

ним однозначно ход рукава не представляется возможным. Тем не менее, несмотря на эти трудности, расчетная кривая достаточно уверенно передает характер распределения объектов струйного потока в ближайших окрестностях Солнца.

Равенство значений параметра закрученности ρ архимедовых ветвей у разных спиральных галактик, установленное Караченцевыми (см. табл.1), с позиций развиваемых представлений означает совпадение для этих звездных систем также параметров V_s и ω_d их струйных потоков.

Для обоснования этого важного вывода воспользуемся результатами главы 3 и покажем, что скорость истечения вещества из ядра нашей звездной системы, как и у галактики М 31, равна $V_s = 300$ км/с.

Согласно результатам главы 3, единственно приемлемой моделью, одновременно отвечающей наблюдаемой кривой вращения галактик (см. рис. 3) и постоянству скорости V_s (см. рис. 2), является физическая модель звездной изотермической сферы (Спитцер, 1990). В соответствии с данной моделью у галактик имеется центральное изотермическое ядро, где скорости звезд носят максвелловский характер.

В пределах этого ядра (за исключением его самой центральной сингулярной области) суммарная масса галактики $M(R)$ с удалением от центра системы линейно растет:

$$M(R) = \beta R, \quad (1.23)$$

где $\beta = \frac{2\bar{V}^2}{3G}$ – константа; G – гравитационная постоянная, \bar{V} – среднеквадратичная скорость звезд в центре Галактики, найденная равной 260 км/с (см. далее главу 3).

Подставляя формулу (1.23) в выражение (1.17), получаем

$$V_s = \frac{2}{\sqrt{3}} \bar{V} = 300 \text{ км/с} \quad (1.24)$$

На этом примере видно, что скорость струйного истечения газопылевого вещества V_s есть физическая величина, которая не зависит от радиуса ядерного диска галактик, а исключительно является функцией среднеквадратичной скорости звезд \bar{V} в центре системы.

Таким образом, результаты работы Караченцевых (1967) дают основания полагать, что пространственная плотность звезд в центре галактик (как спиральных, так и эллиптических), по-видимому, слабо зависит от типа системы и ее эволюционной стадии, а главным образом контролируется размерами изотермической сферы этих звездных образований.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Наиболее важные результаты и выводы главы сводятся к следующему.

1. Современные представления о строении спиральных галактиках, основанные на теории волн плотности и рассматривающие галактические ветви как бегущую волну уплотнения вещества в звездгазопылевом диске галактик, не адекватны природе галактического феномена. Они никак не отражают и не учитывают одно из наиболее принципиальных свойств этих систем, связанное с разрушением в галактическом центре звезд и удалением их газопылевых продуктов струйными потоками.

2. Структуру спиральных галактик одновременно формируют две самостоятельные системы ветвей – одна с архимедовым, а другая с логарифмическим типом закрученности спиралей. Обе системы ветвей начинаются на разных расстояниях от центра галактик, а их спиральные плоскости в общем случае не совпадают. Первая обусловлена струйным истечением газопылевого вещества из галактического ядерного диска радиусом ≤ 1 кпк, а вторая – начинающаяся на расстоянии ≈ 4 кпк от центра, тесно связана со спиральным электромагнитным полем звездной системы и повторяет его конфигурацию. Генерируя последнее, галактики, по-видимому, обеспечивают сохранение своего магнитного момента при эволюции.

3. Скорость истечения вещества из ядерного диска у разных спиральных галактик отличается незначительно и близка 300 км/с. Периоды вращения диска также, вероятно, одинаковы и составляют примерно 50 млн. лет. Наблюдаемая у галактик спиральная конфигурация определяется условиями взаимодействия струйных потоков с логарифмическими рукавами электромагнитной природы, которые захватывают и увлекают за собой газопылевое вещество струйных потоков.

3. С учетом струйного истечения разработана физическая модель, позволяющая объяснить основные особенности строения спиральных галактик, исходя из условий взаимодействия истекающего из ядра этих систем газопылевого вещества с закрученным в логарифмические спирали их электромагнитным полем.

4. Построенная модель апробирована на примере галактики М 31, относящейся к S-типу по Хабблу. Показано, что в этой галактике она дает возможность количественно объяснить практически все эффекты, доступные интерпретации с позиций теории волн плотности, причем позволяет сделать это с большей полнотой и точностью, не требуя введения каких-либо дополнительных параметров.

В следующей главе изложенные модельные представления получают дальнейшее обоснование и развитие применительно к нашей Галактике, относящейся к SB-типу по классификации Хаббла.

ГЛАВА 2

ГАЛАКТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ

События, которые отражаются в больших геологических изменениях, могут быть предсказаны с такой же математической точностью, как и затмения и другие явления в пространстве.

Письма Махатм

Цикличность на Земле глобальных геологических процессов с характерными периодами 10^7 – 10^9 лет – важнейшее научное положение современной геологии. Впервые идея повторяемости глобальных циклов развития Земли была высказана Д. Геттоном в конце XVIII столетия. В XIX и начале XX веков ее активно пропагандировали Э. Ог, М. Бертран, Э. Зюсс и Г. Штилле, а позднее учение о циклах получило развитие в работах и многих других геологов. Благодаря их исследованиям, сам факт существования таких циклов сегодня уже не является предметом споров специалистов, и основной акцент в проблеме сместился от их доказательства и выявления к вопросам природы самой цикличности и причин ее вызывающих.

Относительно причин цикличности существуют два предположения. В соответствии с первой – «эндогенной» гипотезой (Сорохтин, 1974; Монин, 1987; Сорохтин, Ушаков, 1991; и др.) указанные циклы представляют собой исключительно земной феномен и обусловлены перестройкой структуры мантийных течений в недрах нашей планеты, вследствие гравитационной дифференциации ее вещества.

Согласно второй – «экзогенной» точке зрения, причина цикличности находится вне Земли и Солнечной системы и связана с воздействием на нашу планету внешних космических факторов галактической природы. Главным своим аргументом сторонники этой идеи (Тамразян, 1954; Личков, 1960; Наливкин, 1962; Лунгерсгаузен, 1963; Балуховский, 1966; Панкуль, 1968; Малиновский, 1977; Ефимов и др., 1985; Заколдаев, 1991; Ясаманов, 1993 и др.) считают близость длительности мегациклов геологических процессов величине периода орбитального движения в Галактике Солнца (Паренаго, 1950, 1952; Шама, 1973 и др.).

Однако если эндогенная гипотеза в конце 1980-ых годов начала воплощаться в определенные модельные представления (Монин, 1987; Сорохтин, Ушаков, 1991 и др.), то уровень физической разработанности галактической концепции никак нельзя было признать удовлетворительным.

В настоящей главе приведена физическая модель, призванная придать галактической концепции геологической цикличности необходимое теоретическое и экспериментальное обоснование, которое, с одной стороны, позволяет ей успешно конкурировать с эндогенной гипотезой, а с другой, делает ее эффективным инструментом изучения процессов, происходящих в Галактике и в Солнечной системе.

Принципиальное отличие данной модели состоит в том, что наряду с учетом струйного истечения вещества из центра нашей Галактики в этой модели в достаточно полной мере отражены и согласованы основные факты как астрономических, так и геологических наблюдений.

2.1. Постановка задачи

В соответствии с результатами главы 1 предполагается, что после конденсации в одном из спиральных рукавов Галактики Солнце перешло на близкую круговой орбиту, лежащую в галактической плоскости. Двигаясь по этой орбите, Солнце время от времени пересекает струйные потоки и галактические спиральные рукава. В периоды таких пересечений все планеты Солнечной системы, в том числе и Земля, подвергаются воздействию со стороны движущихся в струйных потоках образований, прежде всего плотных газопылевых облаков, галактических комет и звезд. Поэтому все эпохи пребывания Солнца в струйных потоках оказываются выделенными в истории Земли как моменты квазипериодически повторяющихся природных катастроф, рассматриваемых в современной геологии в качестве естественных рубежей глобальных геологических циклов.

Ставилась и решалась следующая задача. Солнце движется вокруг галактического центра по некоторой траектории и эпизодически пересекает архимедовы и логарифмические ветви Галактики. Требуется вычислить орбиту Солнца и найти все моменты его пересечений с ветвями обоих типов.

Гипотеза может считаться подтвержденной, если найдутся такие орбитальные параметры движения Солнца в Галактике и такие моменты попадания его в струйные потоки и спиральные галактические рукава, которые смогут одновременно удовлетворить совокупности имеющихся данных астрономических и геологических наблюдений.

Решение этой задачи было получено методом последовательных приближений в результате нескольких итераций. Сначала моделировалась траектория движения Солнца в Галактике (Баренбаум, 1991), а затем эта модель подвергалась тестированию, модернизировалась и уточнялась с привлечением геологических и астрономических данных. Определялось количество ветвей у Галактики каждого типа, находилась функция распределе-

ния ее гравитационного потенциала, а также решались другие задачи по обоснованию модели (Баренбаум, 1991а, 1995; Баренбаум, Ясаманов, 1995; 1999; Баренбаум, Гладенков, Ясаманов, 2002).

В расчетах предполагалось, что спиральную структуру Галактики, как и галактики М31, одновременно формируют две разные системы ветвей с логарифмическим и архимедовым типом закрученности спиралей. Логарифмическая система ветвей состоит из четырех одинаково закрученных спиралей (см. рис. 5), положение которых на галактической плоскости удовлетворяет уравнению (1.7). При вращении Галактики вся спиральная конструкция (1.7) как целое равномерно вращается вокруг центра с некоторой угловой скоростью ω , величина которой подлежала определению.

Считалось, что система ветвей архимедового типа также представлена несколькими струйными потоками. Но, в силу специфики современного положения Солнца, наблюдению доступен только один из них, отождествляемый со спиральной ветвью Орион–Лебедь (см. рис. 7).

Принималось, что фронт распространения всех струйных потоков в Галактике может быть описан уравнением спиралей Архимеда

$$R(\varphi) = R_d + \rho(\varphi + k\pi), \quad (2.1)$$

где $k = 1, 2, 3$ и т.д.; $R_d = 600$ пк – радиус ядерного диска нашей звездной системы (Марочник, Сучков, 1984); $\rho = V_S/\omega_d$ – степень закрученности архимедовых ветвей. Скорость истечения вещества V_S из ядерного диска и угловая скорость вращения ω_d самого диска на основании выводов главы 1 предполагались такими же, как в галактике М 31, т.е. были приняты равными: $\rho = 2.5$ кпк/рад, $V_S = 300$ км/с и $\omega_d = 1.26 \cdot 10^{-7}$ рад/год.

При расчете орбиты Солнца распределение гравитационного потенциала Галактики задавалось в соответствии с моделью эволюционирующей изотермической сферы (Спитцер, 1990). Возможность применения данной модели к Галактике обоснована в главе 3.

2.2. Теория движения Солнца в Галактике

Из звездной динамики известно, что движение звезд в галактике, гравитационное поле которой обладает осевой симметрией и плоскостью симметрии, может быть описано в цилиндрической системе координат (R, φ, Z) уравнениями Лагранжа:

$$\ddot{R} - R\dot{\varphi}^2 = \frac{\partial U}{\partial R}; \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dt}(R^2\dot{\varphi}^2) = \frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0; \quad (2.3)$$

$$\ddot{Z} = \frac{\partial U}{\partial Z}, \quad (2.4)$$

где $U(R, \varphi, Z)$ – гравитационный потенциал галактики.

В соответствии с решением системы уравнений (2.2)–(2.4), это движение может быть представлено (Паренаго, 1950, 1952; Огородников, 1958) как суперпозиция колебаний звезды вдоль каждой из координатных осей со своими амплитудами и периодами: орбитальным T_φ , аномалистическим T_R и периодом колебаний T_Z относительно плоскости симметрии $Z = 0$.

Если осцилляции звезды по Z -координате малы, то движение звезды в галактической плоскости может рассматриваться независимо от ее перемещения вдоль вертикальной оси (Тейлер, 1981). При этом проекция траектории звезды на плоскость $Z = 0$ является эллипсом, линия апсид которого в общем случае поворачивается вокруг оси галактики с угловой скоростью $\omega = 2\pi/(T_\varphi^{-1} - T_R^{-1})$. При выполнении условия $T_\varphi < T_R$ орбита вращается по направлению движения звезды. Если $T_\varphi > T_R$, то поворот орбиты происходит в другую сторону, а при равенстве периодов $T_\varphi = T_R$ вращение эллипса отсутствует, и угловая скорость $\omega = 0$.

Теория движения Солнца в Галактике была построена П.П. Паренаго (1950, 1952). Исходя из наиболее обоснованной в то время функции распределения гравитационного потенциала Галактики, он нашел, что если у звезд галактической плоскости, к которым относится Солнце, средний радиус орбиты $R < R^* = 10.2$ кпк, то их вращение происходит в прямом направлении, а если $R > R^*$, то в противоположную сторону.

При вычислениях параметров солнечной орбиты П.П. Паренаго принял два допущения: 1) орбита Солнца близка к круговой, 2) расстояние от центра Галактики до Солнца, в соответствии с измерениями Б.В. Кукаркина, равно $R = 7.2$ кпк. В результате были получены значения периодов: $T_\varphi = 190$ млн. лет и $T_R = 150$ млн. лет, а после уточнения функции распределения гравитационного потенциала новые значения составили $T_\varphi = 212$ млн. лет и $T_R = 176$ млн. лет. Близкие значения периодов движения Солнца получены и в более поздних работах (Шама, 1973; Шпитальная и др., 1994а; Чуйкова, Семенов, 1996; Гончаров, Орлов, 2003).

Расчеты П.П. Паренаго хорошо известны геологам, которые их широко используют в своих исследованиях (Тамразян, 1967, 1988; Малиновский, 1990; Заколдаев, 1991; Ясаманов, 1993 и др.).

Однако эти вычисления осуществлены без учета «скрытой массы» Галактики, дающей в ее гравитационный потенциал решающий вклад. Поэтому расчеты солнечной орбиты П.П. Паренаго и позже других астрономов сегодня вряд ли могут претендовать на количественную достоверность.

Вполне корректный расчет орбиты, подтвержденный в дальнейшем геологическими данными, был впервые выполнен нами в 1988 году для фи-

зической модели Галактики в виде звездной изотермической сферы. В этой модели (см. далее главу 3) гравитационный потенциал нашей звездной системы в области локализации солнечной орбиты был представлен асимптотическим рядом:

$$U(R) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{c_k}{R^k} \quad (2.5)$$

где c_k – постоянные коэффициенты.

Параметры орбитального движения Солнца для функции распределения гравитационного потенциала Галактики (2.5) находились (Баренбаум, 1988, 1991, 1995; Баренбаум, Ясаманов, 1995, 1999; Баренбаум, Гладенков, Ясаманов, 2002) методом, который, в некотором смысле, может быть назван методом последовательных приближений.

Суть метода состоит в том, что при вычислении элементов солнечной орбиты и моментов пересечения Солнцем струйных потоков и спиральных галактических рукавов исходная модель постепенно уточнялась и корректировалась в соответствии с имеющимися фактами, причем не только астрономическими, но и геологическими.

Это позволяло в качестве критерия правильности построенной модели рассматривать ее соответствие одновременно данным как астрономических, так и геологических наблюдений.

2.2.1. Движение в галактической плоскости

Принимая во внимание, что изотермическая сфера Галактики простирается до расстояний ~ 100 кпк от центра (Рубин, 1983), в качестве начального приближения принято распределение потенциала $U(R)$, отвечающее наиболее простому случаю, когда в выражении (2.5) можно ограничиться лишь первым зависящим от R членом разложения.

Такое приближение формально соответствует кеплеровской модели, при которой действующая на Солнце центральная сила всецело определяется центральным сосредоточением массы Галактики $M_G(R)$, убывая с расстоянием от центра по закону $f(R) = \partial U / \partial R = -c_1 R^{-2}$.

В данном случае значения орбитального и аномалистического периодов Солнца оказываются одинаковыми, а его движение происходит по плоской эллиптической орбите без вращения линии апсид.

Пренебрегая колебаниями Солнца относительно плоскости $Z = 0$, которые во всех правдоподобных моделях малы (Тейлер, 1981), сосредоточим внимание на движении Солнца в галактической плоскости.

Предположим, что масса Галактики M_G и масса Солнца M_O не меняются со временем. Тогда после замены в формулах (2.2) и (2.4) переменной $u = R^{-1}$ и обозначения момента количества движения Солнца относительно центра Галактики как $L = R^2 \dot{\phi}$, будем иметь (Рой, 1981):

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{c_1}{L^2}. \quad (2.6)$$

Решением этого уравнения является функция

$$u(\varphi) = \frac{c_1}{L^2} + \alpha \cos(\varphi - \varphi_0). \quad (2.7)$$

где α и φ_0 – постоянные интегрирования.

Вводя обозначения: $p = L^2/c_1 = L^2/(GM_G)$ – параметр эллиптичности и $e = \alpha L^2/c_1$ – эксцентриситет орбиты, после выполнения обратной замены переменной получаем траекторию движения Солнца в виде

$$R(\varphi) = \frac{p}{1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)}. \quad (2.8)$$

При движении Солнца по такой орбите его скорость меняется как

$$V(\varphi) = \frac{L}{p} \sqrt{1 + 2e \cos(\varphi - \varphi_0) + e^2}. \quad (2.9)$$

Угол φ в выражениях (2.8) и (2.9) является функцией времени t , и эта связь описывается формулой (Рой, 1981)

$$t - t_0 = \frac{p}{L^2} \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(1 + e \cos \varphi)^2} = \frac{T}{1 - e^2} \left[\frac{2}{\sqrt{1 - e}} \arctg \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}} \tg \frac{\varphi}{2} - \frac{\frac{2e}{1 + e} \tg \frac{\varphi}{2}}{1 + \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}} \tg^2 \frac{\varphi}{2}} \right] \Bigg|_{\varphi_0}^{\varphi} \quad (2.10)$$

где φ_0 – начальная фаза в момент времени t_0 ; T – орбитальный период Солнца, определяемый выражениями

$$T = \frac{p^{3/2}}{\sqrt{c_1}} = 2\pi \sqrt{\frac{a}{GM_G}} = 2\pi \frac{a}{\bar{V}}, \quad (2.11)$$

где \bar{V} – средняя скорость Солнца; a – большая полуось орбиты;

$$\bar{V} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\varphi) d\varphi = \sqrt{\frac{GM_G}{a}}. \quad (2.12)$$

Движение Солнца в данной модели происходит по плоской ($Z = 0$) эллиптической орбите, большая (a) и малая (b) полуоси которой соответственно равны:

$$a = \frac{p}{1-e^2}; \quad b = \frac{p}{\sqrt{1-e^2}} = a\sqrt{1-e^2} \quad (2.13)$$

При этом наименьшее R_{\min} (перигалактий) и наибольшее R_{\max} (апогалактий) расстояния Солнца от галактического центра составляют:

$$R_{\min} = a(1-e); \quad R_{\max} = a(1+e), \quad (2.14)$$

а соответствующие этим точкам скорости Солнца будут равны:

$$V_{\max} = \bar{V} \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}; \quad V_{\min} = \bar{V} \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}. \quad (2.15)$$

В рамках принятых допущений соотношения (2.8)–(2.15), являясь достаточно строгими, связывают между собой как известные из наблюдений, так и неизвестные параметры галактической орбиты Солнца.

Поэтому система (2.8)–(2.15) нами использовалась для расчета неизвестных характеристик солнечной орбиты α , e и φ_0 по тем ее элементам, которые могут быть определены из астрономических наблюдений.

Известными из наблюдений предполагались: современное удаление Солнца от галактического центра $R_0 = R(\varphi_0)$, скорость движения Солнца по орбите $V(\varphi_0)$ и тангенциальная составляющая этой скорости относительно центра Галактики $V_{\tau} = V(\varphi_0) \cdot \cos\beta$.

Поскольку Солнце – это рядовая звезда галактической плоскости, также считалось, что его средняя орбитальная скорость \bar{V} равна среднему значению круговой скорости соседних с Солнцем звезд близких спектральных классов. И, наконец, из двух возможных решений выбиралось то, для которого вектор скорости $V(\varphi_0)$ согласовывался с направлением апекса.

При решении системы уравнений (2.8)–(2.15) значения параметров R , V и $T(\bar{V})$ варьировались в широких пределах, перекрывающих диапазон их возможного экспериментального разброса: $7 \text{ кпк} \leq R(\varphi_0) \leq 13 \text{ кпк}$, $200 \text{ км/с} \leq V(\varphi_0) \leq 300 \text{ км/с}$ и $200 \text{ млн. лет} \leq T \leq 300 \text{ млн. лет}$ (Марочник, Сучков 1984; Физика космоса, 1986).

В результате оптимизации наилучшими признаны: $R_0 = 10.0 \text{ кпк}$, $V_{\tau} = 236 \text{ км/с}$ и $\bar{V} = 250 \text{ км/с}$. Для этих значений найдено: $\varphi_0 = 251.0^\circ$, $e = 0.36$, $\alpha = 10.17 \text{ кпк}$, $\beta = 21.1^\circ$ и орбитальный период движения Солнца в Галактике $T = 250 \text{ млн. лет}$ (Баренбаум, 1991).

Согласно полученному решению, орбита Солнца в проекции на галактическую плоскость представляет эллипс с эксцентриситетом 0.36, большой и малой осями соответственно равными 10.17 и 9.5 кпк. При своем движении Солнце в перигалактии приближается к центру Галактики на расстояние 6.5 кпк, а в апогалактии удаляется от центра на 13.8 кпк. При этом его орбитальная скорость меняется от 364 до 172 км/с. В настоящий момент

времени Солнце движется к точке перигалактия со скоростью 253.5 км/с, испытывая ускорение +3.2 км/с за 1 млн. лет.

Масса Галактики, заключенная внутри среднего радиуса орбиты Солнца, составила $M_G = 1.48 \cdot 10^{11} M_\odot$. Что вполне хорошо согласуется с другими известными оценками этой массы, лежащими в пределах $(1.0 \div 1.4) \cdot 10^{11} M_\odot$ (Марочник, Сучков, 1984; Физика космоса, 1986).

Большая полуось солнечной орбиты практически совпала с величиной радиуса R^* , найденного П.П. Паренаго (1952). Поэтому вращением линии апсид орбиты на первом этапе пренебрегалось, и движение Солнца в плоскости $Z = 0$ характеризовалось только одним периодом 250 млн. лет.

2.2.2. Колебания относительно плоскости Галактики

Присутствие в галактической плоскости повышенных количеств газа и звезд создают дополнительный гравитационный потенциал, за счет которого Солнце при движении по орбите может совершать колебания относительно плоскости $Z = 0$.

Во всех правдоподобных моделях величина этого потенциала по сравнению с потенциалом, создаваемым звездами сферической подсистемы, невелика. Поэтому отклонения Солнца вдоль оси Z в первом приближении должны иметь вид простых гармонических колебаний (Тейлер, 1981):

$$Z(t) = Z_0 \sin \chi(t - t_1), \quad V_Z(t) = V_{Z0} \cos \chi(t - t_1) \quad (2.16)$$

с периодом $T_Z = 2\pi/\chi$ и амплитудой $Z_0 = V_{Z0}/\chi$.

Принимая из астрономических наблюдений $V_Z(0) = 7.4$ км/с (Физика космоса, 1986) и полагая на основании геологических данных $T_Z \approx 42$ млн. лет, получаем значения $\chi = 4.77 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ и амплитуду $Z_0 = 50$ пк.

В соответствии с формулами (2.16), Солнце 2 млн. лет назад пересекло плоскость $Z = 0$ и теперь, находясь от нее на удалении ~ 15 пк, движется со скоростью $V_Z = 7.0$ км/с к северному полюсу Галактики.

Такая модель хорошо согласуется с существующими взглядами на колебания Солнца относительно галактической плоскости (Тейлер, 1981; Марочник, Сучков, 1984). Однако сами эти представления, на наш взгляд, нуждаются в серьезной ревизии.

Имеются основания полагать (Баренбаум, 1995), что с периодом $T_Z = 40 \div 50$ млн. лет колеблется не только Солнце, но и испытывает прецессию ядерный диск Галактики. Поскольку диск составляет с галактической плоскостью угол $\vartheta \approx 20\text{--}24^\circ$ (Марочник, Сучков, 1984), то при прецессии диска вектор скорости струйных потоков должен очерчивать волнистую поверхность, секущую плоскость $Z = 0$ под углом $\leq 24^\circ$.

Последний вывод, в частности, подкрепляется тем фактом (Куликовский, 1985), что все объекты ветви Орион–Лебедь, а это, прежде всего, яр-

чайшие звезды (ярче $\sim 4^m$), близкие к Солнцу темные туманности и облака нейтрального водорода, а также другие молодые образования, входящие в так называемую Местную систему, проецируются на небесную сферу достаточно симметрично относительно некоего большого круга – пояса Гулда, наклоненного к экватору Галактики под углом $\sim 15\text{--}17^\circ$.

2.3. Тестирование построенной модели

Для выяснения вопросов адекватности построенной модели вычисленная орбита Солнца в Галактике была подвергнута дополнительной проверке с использованием астрономической и геологической групп тестов.

Первая группа тестов была основана на сопоставительном анализе рассчитанных и наблюдаемых параметров орбиты Солнца, а также его движения среди других звезд Галактики (Баренбаум, 1995). А вторая включала расчет времен пересечения Солнцем струйных потоков и спиральных галактических рукавов и сравнение их с моментами основных геологических событий последних 600 млн. лет (Баренбаум, Ясаманов, 1995; Баренбаум, Гладенков, Ясаманов, 2002).

2.3.1. Расстояние Солнца до центра Галактики

Современное удаление Солнца R_0 от центра Галактики во всех теоретических моделях является важнейшим параметром, влияющим на форму солнечной орбиты и определяющим характер движения по ней Солнца.

Однако, величина этого расстояния на протяжении последних 50 лет многократно пересматривалось, варьируя в пределах $6.5\div 10.5$ кпк (Расторгуев и др., 1994). Так если во времена П.П. Паренаго наиболее достоверным считалось значение $R_0 = 7.2$ кпк, то к 1980-м годам оно возросло до 10 ± 1 кпк (Физика космоса, 1976, 1986). Но затем наступил период снижения величины R_0 . В 1985 году генеральная ассамблея МАС официально рекомендует $R_0 = 8.4$ кпк. Однако в настоящее время это расстояние вернулось к величине 7.1 кпк (Мельник, 2003), фактически пятидесятилетней давности.

Ситуация с удаленностью Солнца от центра Галактики сегодня запуталась настолько, что некоторые астрономы для различных галактических объектов считают возможным параллельно использовать две разные шкалы расстояний: «короткую» с величиной $R_0 = 7.5$ кпк и «длинную» – с $R_0 = 8.5$ кпк (Заболотских и др., 2002). Какое же из всех этих значений правильно?

Покажем, что наиболее близка к действительности величина $R_0 \approx 10.0$ кпк, вычисленная нами. С этой целью обратимся к рассмотрению рис. 14.

Здесь на схему спирального строения нашей звездной системы по Ж. Валле (см. рис. 6) дополнительно нанесены две спирали. Первая – выявлена Ю.Н. Ефремовым (2005) по положению в Галактике «сверхоблаков» молекулярного водорода H₂. Вторая – фронт распространения ближайшего к

Солнцу струйного потока по нашим данным, небольшой фрагмент которого на рис. 7 ранее мы отождествили с рукавом Орион–Лебедь.

По мнению Ю.Н. Ефремова сверхоблака с массой $\sim 10^7 M_\odot$ являются наиболее надежными индикаторами галактических ветвей. Эти образования почти всегда связаны с комплексами молодых звезд и состоят из гигантских молекулярных облаков, окруженных нейтральным атомарным водородом. В ветвях спиральных галактик они наблюдаются как светящиеся яркие пятна.

Ю.Н. Ефремов нашел, что у Галактики имеются два спиральных рукава, вдоль которых сверхоблака располагаются вполне регулярным образом с интервалом ~ 1 кпк или кратным этой величине (Ефремов, 2005).

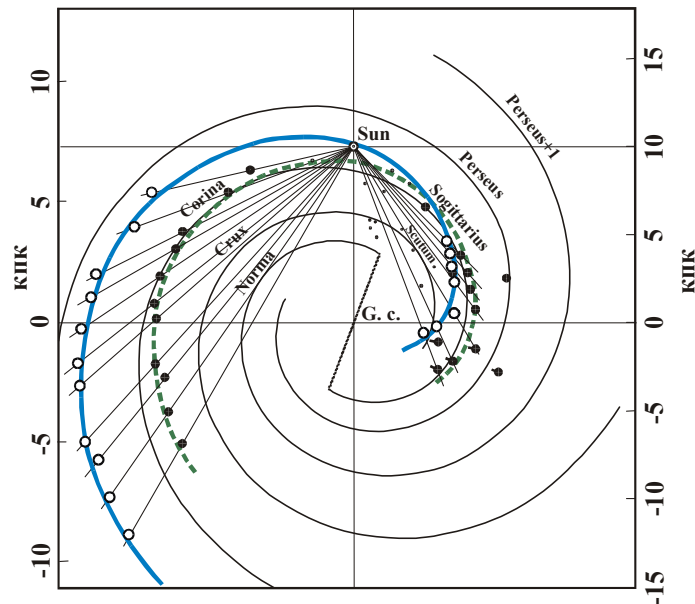


Рис. 14. Схема спиральных рукавов Галактики по Ж. Валле при $R_0 = 7.2$ кпк (левая шкала расстояний), на которую наложены положения сверхоблаков водорода по Ефремову (темные кружки). Пунктирной линией показана наша аппроксимация данных Ефремова (см. рис. 15). Сплошная линия — фронт распространения ближайшего к Солнцу струйного потока по данным рис. 7 при $R_0 = 10.0$ кпк (правая шкала). Белые кружки — скорректированные расстояния сверхоблаков от Солнца для правой шкалы (см. текст)

Ю.Н. Ефремов убежден, что выявленная им гирлянда сверхоблаков позволяет уточнить положение в Галактике спиральной ветви Киль–Стрелец. Однако данные рис. 14 свидетельствуют, что это не так. Крупные сверхоблака принадлежат не этой ветви, а являются структурообразующими объек-

тами ближайшего к Солнцу струйного потока Орион–Лебедь, трассируя фронт его распространения в Галактике.

В обоснование данного вывода приведем следующие соображения.

Во-первых, положение сверхоблаков плохо согласуется с рукавом Киль–Стрелец в модели Ж. Валле. У Валле этот рукав располагается существенно ближе к центру Галактики, чем по данным Ю.Н. Ефремова.

Во-вторых, цепочки сверхоблаков Ефремова внешним видом очень похожи на «звездные спирали» Бааде в галактике М 31. По описанию этих спиралей, данному В. Бааде (1966), входящие в их состав крупные комплексы молодых звезд выглядят словно «бусы, нанизанные на одну нить».

И, в-третьих, выявленная Ю.Н. Ефремовым цепочка сверхоблаков закручена в спираль Архимеда (рис. 15). Архимедов же тип спиралей является исключительной прерогативой галактических струйных потоков (глава 1). В полярной системе координат расстояния наиболее крупных сверхоблаков от центра Галактики хорошо ложатся на прямую линию, отвечающую архимедовой спирали с параметром закрученности $\rho = 1.11 \pm 0.5$ кпк/рад.

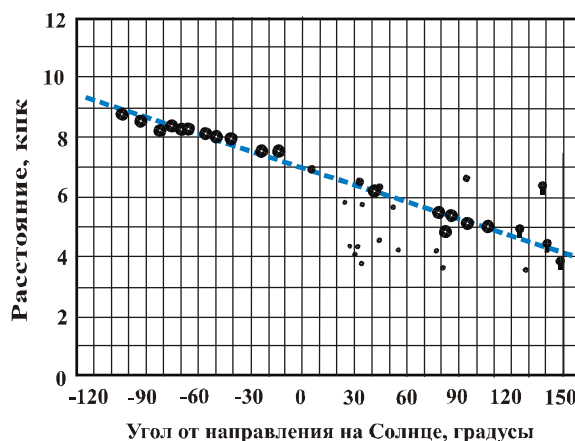


Рис. 15. Расстояние сверхоблаков до центра Галактики по Ефремову в полярных координатах, как функция угла. Направление из центра на Солнце принято за 0° . Углы в сторону движения Солнца (по часовой стрелке) считаются положительными, а против движения – отрицательными. Прямая линия отвечает спирали, показанной на рис. 14

Тем не менее, положение струйного потока у Ю.Н. Ефремова не совпадает с нашими данными. Уместен вопрос: почему возникает это различие?

Причина этого, как мы полагаем, кроется в принятом Ю.Н. Ефремовым расстоянии Солнца до центра Галактики R_0 . Дело в том, что в отличие от спиралей логарифмического типа, степень закрученности которых не зависит от масштаба рис. 14, параметр закрученности архимедовых спиралей от этого масштаба, т.е. от величины расстояния R_0 зависит, причем линейно.

Величина R_0 во всех астрономических моделях находится с учетом поглощения излучения звезд межзвездной средой. Однако это поглощение по разным направлениям и для разно удаленных от Солнца объектов неодинаково. Данное обстоятельство вносит в измерение расстояний до астрономических объектов большие искажения (Ефремов, 1989). Вопрос их корректного учета до настоящего времени окончательно не решен (Ефремов, 2005).

Построения рис. 14 позволяют нам утверждать, что при $R_0 = 7.2$ кпк, принятом Ж. Валле и Ю.Н. Ефремовым, расстояния сверхоблаков от Солнца содержат систематические ошибки. Сверхоблака в левой части рис. 14, находящиеся под галактической плоскостью, оказываются удаленными от Солнца на большее расстояние, чем полагает Ю.Н. Ефремов. Если их расстояния систематически увеличить на 4.0 кпк, то все они лягут на продолжение ветви Орион–Лебедь в сторону созвездия Ориона (см. рис. 7).

Расстояния сверхоблаков в правой части рис. 14, как и Солнце, расположенные над галактической плоскостью, наоборот, завышены, причем на 18% отн. После устранения этого завышения они также ложатся на продолжение ветви Орион–Лебедь, но уже в сторону созвездия Лебедя.

После такой коррекции архимедов тип гирлянды сверхоблаков слева и справа от Солнца не меняется, но их параметр закрученности становится единым и равным $\rho = 2.5$ кпк/рад. При этом вычисленный по формуле (1.13) радиус коротации Галактики занимает положение в ветви Персея, что хорошо соответствует данным фактических наблюдений (см. главу 1).

В связи с полученным значением $R_0 = 10.0$ кпк, примерно на 30% превышающим общепринятое, заметим, что величина R_0 лежит в основе практически всех методов измерений расстояний в астрономии (Ефремов, 1984). Поэтому неуверенность в этом значении не позволяет доверять и современной шкале астрономических расстояний. Эта неопределенность, в первую очередь, вызвана трудностями учета поглощения света космической средой.

Развиваемый нами метод определения расстояния Солнца от центра Галактики, опирающийся как на астрономические, так и геологические данные, полностью свободен от этого недостатка.

2.3.2. Спиральная конструкция Галактики

Согласно нашей модели, у Галактики имеются четыре спиральных ветви логарифмического типа и два закрученных в спирали Архимеда струйных потока (рис. 16). Логарифмические ветви – формула (1.5) – берут начало из центрального кольца радиусом 4.0 кпк. А струйные потоки вытекают в диаметрально противоположные стороны из прецессирующего ядерного диска Галактики. Радиус диска составляет 600 пк (Физика космоса, 1986).

В ходе дифференциального вращения Галактики взаимное положение ее спиральных ветвей, а также Солнца во времени быстро меняется. При этом наиболее массивные молодые газо-звездные комплексы, куда входят

сверхоблака водорода и звездные ОВ-ассоциации, не движутся вокруг центра системы подобно Солнцу и звездам логарифмических рукавов, а удаляются от него с постоянной радиальной скоростью $V_s = 300$ км/с.

Вследствие чего в Галактике возникает весьма нетривиальная картина взаимного расположения и движения разновозрастных молодых объектов, плохо понимаемая астрономами.

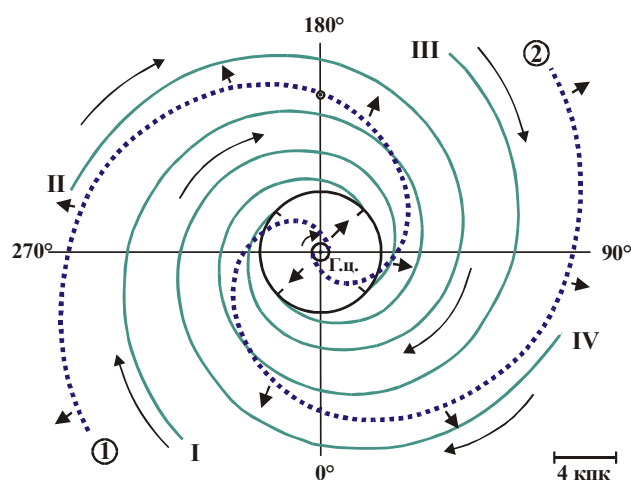


Рис. 16. Двуспиральная модель Галактики (Баренбаум, 1991). Римскими цифрами пронумерованы четыре логарифмические рукава (сплошные линии), арабские цифры в кружках – два струйных потока (пунктир). Малый круг в центре – ядерный диск Галактики, откуда берут начало струйные потоки. Стрелки указывают направления движения в спиральных ветвях.

Во многом именно с таким непониманием мы связываем трудности определения расстояния Солнца до центра Галактики, а также отсутствие удовлетворительной модели нашей и других спиральных звездных систем.

Одна из серьезных причин, приведших к сложившейся в астрономии ситуации, коренится, на наш взгляд, в упрощенных представлениях о движении звезд в Галактике, основанных на данных звездной кинематики.

2.4. Проблема «центроида» в звездной кинематике

Предметом звездной кинематики, как известно, является изучение движения Солнца среди других звезд Галактики. Основы этой астрономической науки были заложены в середине XVIII века, а наивысшего пика своего развития она достигла в первой половине прошлого столетия.

Первоосновой в звездной кинематике служит понятие «центроида группы звезд». Под ним понимают заключенную в некотором объеме пространства группу звезд с центром в точке, относительно которой сумма скоростей звезд равна нулю. В предположении равенства масс звезд эта точка совпадает с геометрическим центром всей их группы. Центроид также определяют и как точку, движущуюся относительно Солнца со скоростью, равной средней скорости звезд в данном объеме (Огородников, 1958).

Переходя от одной точки пространства к другой и строя около них центроиды, получают плавное изменение усредненного поля скоростей звезд как функцию координат. Данный подход в теоретическом отношении удобен тем, что открывает возможность исследовать поведение в галактиках звезд с использованием уравнений звездной динамики (Огородников, 1958).

Объем центроидов выбирают с таким расчетом, чтобы, с одной стороны, в него попало статистически значимое число звезд, а с другой, он составлял малую долю объема всей звездной системы. При этом в центроид могут быть включены, как все звезды объема, так и выбранные по какому-нибудь признаку, например, их типу (Куликовский, 1985).

Поскольку поля скоростей у звезд разных типов обычно не совпадают, для повышения надежности определения движения Солнца в Галактике используют по-разному сформированные центроиды. Так называемое «стандартное» движение Солнца определяют относительно центроида звезд до $5-6^m$ звездной величины, наблюдаемых невооруженным глазом. Помимо стандартного применяют также понятие «основного» движения Солнца, относя его к центроиду наиболее близко расположенных звезд.

Измерения показывают, что наилучшую сходимость результатов дает центроид именно таких звезд, находящихся на удалении от Солнца порядка первых десятков парсек (Огородников, Осипков, 1978). Средняя скорость Солнца относительно них близка 20 км/с и направлена в точку небесной сферы (точка апекса) с галактическими координатами $L = 45^\circ$ и $B = +24^\circ$.

У стандартного движения Солнца получаются несколько другие координаты апекса $L = 57^\circ$ и $B = +22^\circ$. Определение движения Солнца в этом случае физически менее обосновано, поскольку совокупность наблюдаемых звезд чрезвычайно разнородна. В нее входят как близкие звезды-карлики, так и более далекие сверхгиганты (Куликовский, 1985).

Скорость Солнца находят суммированием его скорости относительно центроида и скорости движения в Галактике самого центроида. При этом полагают, что все центроиды вращаются вокруг оси системы по круговым орбитам, параллельным экваториальной плоскости Галактики. Круговую скорость этого движения в зависимости от выбранного расстояния Солнца до центра системы принимают 230–250 км/с (Физика космоса, 1986).

Такая картина движения звезд в Галактике, вне всякого сомнения, до крайности упрощена. Она никак не учитывает того факта, что возникающие,

а потому очень яркие звезды и их комплексы, трассируют в спиральных галактиках ветви, резко отличающиеся своей кинематикой.

Особенно важно это замечание для Солнца. Нынешнее его положение в Галактике таково, что в непосредственной близости от него располагаются ветви кинематически разных систем спиральности (см. рис.7 и 16).

В результате подход, основанный на идее центроида, в какой-то мере оправдан для «основного» движения Солнца, когда речь идет о звездах, удаленных от нас не более чем на 100 пк. Подавляющее большинство из них – это звезды-карлики и субкарлики поздних спектральных классов, которые почти все старше Солнца по возрасту. Если же перейти к «стандартному» движению Солнца, то идея центроида теряет физическую основу. Ибо в объем центроида попадают звезды разных кинематических систем.

В последнем случае исследователи обнаруживают два разных направления движения Солнца в Галактике: первое – относительно звезд струйного потока Орион–Лебедь и второе – звезд спиральных ветвей Киль–Стрелец и Персея. При этом сами результаты измерений начинают сильно зависеть от выбранной опорной совокупности звезд, (Куликовский, 1985).

2.5. Вертексы Каптейна

Впервые на отмеченную особенность движения звезд ярче 5–6^m обратил внимание в 1904 году голландский астроном Я. Каптейн. Анализируя изменения параллаксов для достаточно представительной выборки звезд из каталога Бадделя-Ауверса, он пришел к выводу, что близкие к Солнцу яркие звезды преимущественно движутся в двух разных направлениях, пересекающих небесную сферу в двух парах точек, которые он назвал вертексами.

В экваториальной системе координат вертексы характеризовались следующими значениями прямого восхождения (α) и склонения (δ):

вертекс I : $\alpha = 85^\circ$ и $\delta = -11^\circ$;
вертекс II: $\alpha = 260^\circ$ и $\delta = -48^\circ$.

Существование вертексов Я. Каптейн объяснил собственным движением Солнца относительно двух взаимопроникающих и скрещивающихся под углом ~ 100 – 120° звездных потоков.

Более поздние исследования (Полак, 1935) подтвердили реальность установленных Я. Каптейном вертексов. Однако его вывод о пересекающихся потоках звезд был отвергнут (Паренаго, 1954), а для объяснения природы вертексов привлекли идею М. Шварцшильда (Огородников, 1958) об эллипсоидальном распределении скоростей звезд в Галактике. Сегодня, по всей видимости, отказались и от такого объяснения (Физика космоса, 1986).

2.5.1. Расчет координат вертексов Каптейна

Следуя выводам Я. Каптейна, положения вертексов в галактической системе координат определим как результат движения Солнца относительно звезд струйного потока Орион–Лебедь – вертекс I и звезд спиральных рукавов Персея и Киль–Стрелец – вертекс II (см. рис. 7).

На рис. 17 в проекции на галактическую плоскость $Z = 0$ схематически изображены скорость Солнца в настоящий момент времени (вектор ОС), а также скорости звезд струйного потока Орион–Лебедь (ОА) и ближайших к Солнцу логарифмических ветвей Персея и Киль–Стрелец (ОВ) в нашей модели. Для удобства анализа все скорости приведены к современному положению Солнца (точка О).

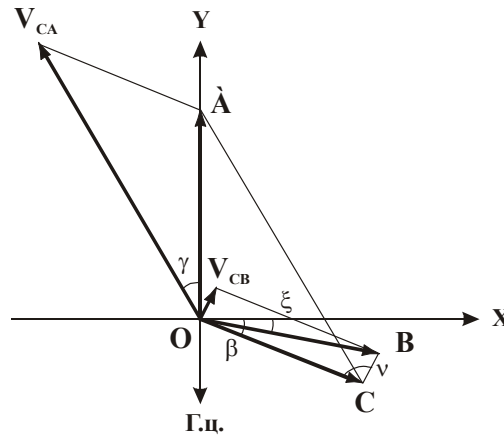


Рис. 17. Векторная диаграмма для расчета взаимных скоростей движения звезд и Солнца в галактических координатах. Векторами показаны скорости движения относительно центра Галактики: ОА — звезд ветви Орион–Лебедь, ОВ — рукавов Персея и Киля–Стрельца, ОС — Солнца; а также скорости движения относительно Солнца первой (V_{CA}) и второй (V_{CB}) групп звезд. Г.ц. — направление на галактический центр

Первый вертекс. Предложим для начала, что вектора ОС и ОА строго лежат в плоскости $Z = 0$. Тогда, по треугольнику АОС, характеризующему скорость V_{CA} звезд струйного потока относительно Солнца, и углу γ отклонения этого вектора от оси Y будем иметь:

$$V_{CA} = \sqrt{V_{OA}^2 + V_{OC}^2 + 2V_{OA}V_{OC}\cos\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right)} \quad , \quad (2.17)$$

где, в соответствии с формулой (1.5), угол $\beta = 90^\circ - \mu$. И величина угла γ

$$\gamma = \arccos \left[\frac{V_{CA}^2 + V_{OA}^2 - V_{OC}^2}{2V_{CA}V_{OA}} \right]. \quad (2.18)$$

Подставляя в (2.17) и (2.18) найденные ранее значения $V_{OC} = 253.5$ км/с, $V_{OA} = V_S = 300$ км/с и величину угла $\beta = 21.1^\circ$, получаем $\gamma = 31.1^\circ$ и $V_{CA} = 435.3$ км/с. Это дает для вертекса I галактические координаты долготы $l_1 = 180^\circ + \gamma = 211.1^\circ$ и широты $b_1 = 0^\circ$.

Следует, однако, учесть, что плоскость распространения струйных потоков в Галактике наклонена к плоскости галактического экватора на угол $\vartheta \approx 24^\circ$, да и Солнце, по всей видимости, имеет составляющую скорости $V_Z \neq 0$. В этой более сложной ситуации можно также воспользоваться формулами (2.17) и (2.18), куда вместо значения V_{OA} следует подставить величину

$$V_{OA}' = V_{OA} \sqrt{1 - \sin^2 \vartheta \cdot \sin^2 \psi}, \quad (2.19)$$

где угол ψ отсчитывается от ближайшего к Солнцу узла, образованного пересечением плоскости $Z = 0$ и плоскости движения струйного потока.

Для расчета второй координаты вертекса используем формулу

$$b_1 = \arctg \left[\frac{1}{V_{OA}'} (V_{CA} \sin \vartheta \cdot \sin \psi - V_Z) \right]. \quad (2.20)$$

Вследствие быстрого вращения ядерного диска и прецессии его оси, угол ψ , характеризующий отклонение движения звезд струйного потока от галактической плоскости, для разных участков фронта распространения струйных потоков будет отличаться.

Влияние наклона ядерного диска оценим для двух крайних случаев: при распространении звезд струйного потока вдоль галактической плоскости ($\psi = 0^\circ$) и при максимальном их отклонении от этой плоскости в обе стороны ($\psi = \pm 90^\circ$).

Полагая вертикальную компоненту скорости Солнца $V_Z = 7.0$ км/с, в первом случае будем иметь $V_{CA} = 457.3$ км/с, а координаты вертекса составят $l_1 = 211.3^\circ$ и $b_1 = -0.9^\circ$. Для второго случая расчет дает $V_{CA} = 435.3$ км/с и $l_1 = 212.9^\circ$. При этом координата b_1 в зависимости от знака ψ принимает значения $+14.1^\circ$ или -15.8° .

Второй вертекс. Положение координат второго вертекса рассчитаем из треугольника СОВ. Его сторона ОВ соответствует собственной скорости звезд, только что родившихся в ветвях Киля–Стрельца и Персея. Допускается, что, вследствие вмороженности космической плазмы в галактическое магнитное поле, такие звезды наряду с тангенциальной скоростью $V_t = 250$

км/с имеют также радиальную компоненту скорости, которая в соответствии с формулой (1.5) составит $V_r = \alpha V_{\tau} = 53$ км/с.

В результате пространственная скорость звезд будет характеризоваться величиной $V_{OB} = 255.6$ км/с, а вектор этой скорости образует с осью X угол $\xi = 90^\circ - \mu = 12^\circ$.

Скорость движения этих звезд относительно Солнца в плоскости $Z = 0$ определим из формулы

$$V_{CB} = \sqrt{V_{OC}^2 + V_{OB}^2 + 2V_{OC}V_{OB}\cos(\beta - \xi)} = 40.7 \text{ км/с.} \quad (2.21)$$

Угол ν между сторонами СВ и ОВ составит 82.5° . Отсюда, для координат вертекса II находим $l_2 = 90^\circ + \nu - \xi = 160.6^\circ$ и, учитывая движение Солнца по Z-координате, получаем $b_2 = \arctg(-V_Z/V_{CB}) = -10^\circ$.

Наряду с очень молодыми звездами логарифмических ветвей и струйных потоков в выборку Я. Каптейна должно было попасть также достаточно большое количество более старых звезд, которые в свое время, подобно Солнцу, образовались в одном из логарифмических спиральных рукавов и с тех пор остаются в галактической плоскости. Распределение проекций скоростей таких звезд на плоскость $Z = 0$ носит существенно более случайный характер, однако их вектор средней скорости обязан соответствовать V_{τ} и быть направлен по оси X.

Координаты вертекса для звезд «среднего» возраста можно также рассчитать по формуле (2.21), если положить $V_{OB} = 250$ км/с и принять угол $\xi = 0^\circ$. В результате имеем $V_{CB} = 92.4$ км/с, $l_2 = 159.6^\circ$ и $b_2 = -4.2^\circ$.

И, наконец, никак нельзя сбрасывать со счета подавляющее большинство «старых» звезд Галактики, которые возникли в ней многие миллиарды лет назад. Вследствие процессов гравитационной релаксации (Саслау, 1989; Физика космоса, 1986), эти звезды давно покинули галактическую плоскость или центр и теперь являются типичными представителями балджа и гало нашей звездной системы.

Распределение старых звезд по скоростям и направлениям можно считать максвелловским со среднеквадратичной скоростью 260 км/с (см. главу 3). Эти звезды в среднем имеют нулевую скорость относительно центра Галактики, поэтому по отношению к Солнцу их средняя скорость равна $-V_{OC}$, а положение вертекса будет характеризоваться координатами $l_3 = 270^\circ - \beta = 248.9^\circ$ и $b_3 = -0.9^\circ$.

2.5.2. Влияние распределения звезд по небесной сфере

Из анализа приведенных формул и данных рис. 6, однако ясно, что выбор площадок на небесной сфере, по которым Я. Каптейн, а затем и другие исследователи определяли направления движения звезд, должен существ-

венным образом влиять (рис. 18) на положения координат звездных вертексов, причем особенно сильно вертекса II.

В зависимости от ориентации площадки наблюдения, характеризующейся на рис. 18 углом λ , отсчитываемым от направления на антицентр Галактики в сторону движения Солнца, в поле зрения будут попадать разные участки спиральных ветвей и соответственно звезды, отличающиеся направлениями движения относительно Солнца.

Согласно построениям рис. 18, угол между вектором скорости звезд логарифмических ветвей и осью X на рис. 17 будет иметь величину $\xi = \xi_0 + \eta$, где $\xi_0 = 12^\circ$ – угол при $\eta = 0^\circ$, определяемый параметром закрученности галактических рукавов.

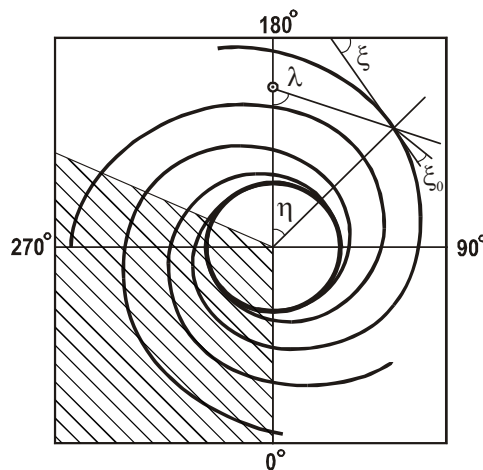


Рис. 18. Схема, поясняющая влияние луча зрения наблюдателя на величину угла ξ на рис. 17: λ — угол, характеризующий галактическую долготу выбранной для подсчета звезд площадки небесной сферы. Заштрихована область долгот $247^\circ < \lambda < 360^\circ$, не исследовавшаяся Я. Каптейном

Отсюда следует, что для площадок наблюдения, характеризующихся углом $\eta > 9^\circ$, значение угла ξ становится больше величины угла β (см. рис. 17), и направление движения звезд относительно Солнца меняет знак.

Данный эффект, с которым постоянно сталкиваются исследователи кинематики звездных движений в Галактике, чрезвычайно трудно поддается экспериментальному изучению, и потому служит причиной многих ошибок и заблуждений.

Достаточно сказать, что вследствие не учета этого эффекта исказился даже смысл понятия вертекса, введенного Я. Каптейном (Полак, 1935). В более поздних работах астрономы фактически отходят от толкования этого

термина самим Я. Каптейном и рассматривают вертексы не как точки пересечения небесной сферы двумя звездными потоками, а как точки пересечения ее двумя линиями, вдоль которых звезды движутся во взаимно противоположных направлениях (Паренаго, 1954).

Галактические координаты вертексов, теоретически рассчитанные в соответствии с нашей моделью, а также установленные Я. Каптейном и другими авторами (Паренаго, 1954), приведены в табл. 4.

Таблица 4. Галактические координаты вертексов Каптейна (Баренбаум, 1995)

Результаты настоящей работы			Измерения отдельных авторов		
Угол, градусы	Долгота l, градусы	Широта b, градусы	Долгота l, градусы	Широта b, градусы	Автор ¹
Вертекс I. Движение Солнца относительно звезд струйного потока					
-90 ²	212.9	-15.8	—	—	Каптейн (1904)
0	211.1	- 0.9	215	-20	
+90	212.9	+14.1	—	—	
Вертекс II. Движение Солнца относительно звезд логарифмических ветвей и звезд галактического диска					
0, 180 ³	160.6 (340.6) ⁸	-10.0 (+10.0)	340	-20	Каптейн (1904)
45	346.3	-27.5	346±1.6	+4 ± 1.6 ⁴	Ван Камп и Высоцкий (1936)
90	333.2	- 6.0	332±2.8	-2 ± 2.8 ⁵	
135	146.9 (326.9)	-37.5 (+37.5)	344.5±1.8 ⁶	—	Вилсон и Раймонд (1930)
225	166.5 (346.5)	-5.0 (+5.0)	333.6±3.9 ⁷	—	
Звезды диска	159.6 (339.6)	-4.2 (+4.2)	322.7±3.4	—	Блау (1939)
Вертекс III. Движение Солнца относительно звезд сферической подсистемы Галактики					
—	248.9	+ 0.9	247	+1	Фактические данные

Примечания.

1 – Ссылки на авторов из работы (Паренаго, 1954).

2, 3. –Углы φ и λ соответственно.

4, 5 – Звезды с малыми и большими собственными движениями.

6, 7 – Соответственно звезды-гиганты и карлики.

8 – В скобках указаны значения координат в соответствии с определением понятия вертекса, принятым П.П. Паренаго (1954).

2.5.3. Обсуждение результатов расчета вертексов Каптейна

Сопоставление результатов вычислений с данными фактических наблюдений (табл. 4) позволяет в целом отметить их вполне удовлетворитель-

ное соответствие. Это соответствие можно усмотреть как в сходстве рассчитанных и наблюдаемых скоростей Солнца и звезд разных подсистем Галактики, так и в близости направлений этих движений.

В наиболее полной мере указанное соответствие отмечается для звезд балджа и гало, относящихся к сферической подсистеме Галактики – вертекс III. В этом случае различия между расчетным и измеренным направлениями вектора скорости Солнца относительно среднего движения старых звезд Галактики не превышают единиц угловых градусов, что сопоставимо с точностью самих астрономических измерений.

Для объектов струйного потока – вертекс I, расхождение больше, но оно также порядка единиц градуса. Причем результаты расчета и наблюдений согласуются лишь в предположении, что распределение звезд ветви Орион–Лебедь в окрестностях Солнца характеризуется углом $\psi = -90^\circ$. И, следовательно, движение этих звезд отклоняется вниз от плоскости $Z = 0$ в сторону южного полюса Галактики на угол ϑ , близкий максимальному.

Последний вывод находится в полном соответствии с тем известным фактом, что большинство близких к нам звезд, принадлежащих ветви Орион–Лебедь, проецируются на небесную сферу в виде пояса Гулда с центром на расстоянии $\sim 100\text{--}150$ пк от Солнца в направлении $l = 275^\circ$ и $b = -12^\circ$ (Куликовский, 1985).

Важно отметить, что галактические координаты вертекса I совпадают по направлению с положением Сириуса (Куликовский, 1985). Причина этого совпадения служит предметом самостоятельного рассмотрения в главе 9.

Для молодых звезд ветвей Персея и Киля – Стрельца, а также звезд галактической плоскости, находящихся по соседству с Солнцем (вертекс II), ситуация более сложная. Поскольку углы между усредненным направлением движения таких звезд и Солнца невелики, а различия этих скоростей малы, координаты второго вертекса оказываются весьма критичными к ориентации луча зрения наблюдателя.

Данный эффект исследовался специально путем варьирования угла λ , определяющего азимутальный угол между направлением движения звезд в галактических ветвях и лучом зрения наблюдателя (см. рис. 14).

В табл. 4 приведены результаты расчета координат вертекса II для нескольких значений угла λ , перекрывающих исследованный Я. Каптейном диапазон долгот $0\text{--}247^\circ$ (Полак, 1935). При значениях долгот, отклоняющихся на угол 21° от направлений на центр и антицентр Галактики, координаты второго вертекса скачком меняются на 180° . В областях постоянства знака λ изменение этого угла влияет на долготу вертекса II слабее, чем на его широту.

Анализ данных табл. 4 показывает, что результаты расчета хорошо согласуются с наблюдениями не только Я. Каптейна, но и последующих более полных и достоверных экспериментальных работ.

Это обстоятельство позволяет констатировать, что предложенная Я. Каптейном интерпретация вертексов, как результат движения Солнца относительно двух скрещивающихся потоков звезд, по сути своей правильна. Правда, эти потоки не проникают повсеместно друг в друга, как считал в начале прошлого века Я. Каптейн, а пространственно разобщены. Однако данная оговорка сейчас для нас не столь важна, поскольку относится ко всей Галактике в целом. Что же касается ближайших окрестностей Солнца, то здесь Я. Каптейн безусловно прав.

Остается только сожалеть, что правильное объяснение Я. Каптейном, по крайней мере, первого из установленных им вертексов было позднее отвергнуто и заменено неверной, по существу, идеей М. Шварцшильда (1906) об эллипсоидальном распределении скоростей звезд в галактиках.

Возвращаясь к нашей кинематической модели, заметим, что последний тест преследовал цель убедиться в том, что данная модель, учитывающая двуспиральное строение нашей звездной системы и характер движения в ней Солнца, вполне хорошо объясняет результаты имеющихся астрономических наблюдений для современной эпохи.

Покажем теперь, что наша модель обладает необходимой прогностической силой и для моментов времени в прошлом. Для обоснования этого вывода нам потребуется привлечение данных уже не астрономии, а геологии.

2.6. Моменты пересечения Солнцем струйных потоков

Зная проекцию солнечной орбиты на галактическую плоскость и положение Солнца на орбите в произвольный момент времени, можно рассчитать моменты возможного попадания Солнца в струйные потоки Галактики.

При решении данной задачи (Баренбаум, 1991, 1995) струйные потоки представлялись как потоки вещества, выбрасываемые со скоростью V_s из отдельных диаметрально противоположных точек ядерного диска Галактики. При этом сам диск равномерно вращался с угловой скоростью ω_d . Несколько упрощая ситуацию, также считалось, что выброшенное из центра вещество распространяется строго в галактической плоскости, совпадающей с плоскостью орбиты Солнца.

При этих предположениях уравнение движения вещества струйных потоков, в соответствии с формулой (2.1), было представлено в виде

$$R_k(\varphi, t) = V_s \left[t - t_0 + \frac{\varphi - \varphi_0 - k \frac{2\pi}{n}}{\omega_d} \right], \quad (2.22)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$, t_0 и φ_0 – константы, отвечающие начальным условиям, n – количество точек выброса вещества из ядерного диска Галактики, считающихся равномерно распределенными на его ободе.

Допустим, что в некоторый момент времени t_1 Солнце пересекает один из струйных потоков Галактики, т.е. имеет место равенство

$$R(\varphi, t_1) = R_k(\varphi_1, t_1) \quad (2.23)$$

Тогда, на основании (2.22), (2.23) и формул (2.8) и (2.10) можно считать все другие, более ранние моменты t_k ($k > 1$) таких пересечений.

Полагая, что положение Солнца на орбите при $t = t_0 = 0$ отвечает современной эпохе, в качестве величины t_1 возьмем интервал времени, прошедший с момента пересечения Солнцем центра ближайшего к нам струйного потока (см. рис. 7).

Тот факт, что Солнце на рис. 7 проецируется на внутренний край ветви Орион–Лебедь, означает, что оно недавно пересекло этот поток. Фактические данные (см. далее главу 5) позволяют считать, что Солнце вошло в поток ~4.6 млн. лет назад и вышло из него ~0.6 млн. лет назад. Поэтому время прохождения Солнцем «середины» потока, условно примем 3 млн. лет.

Пример графического решения уравнения (2.23) показан на рис. 19.

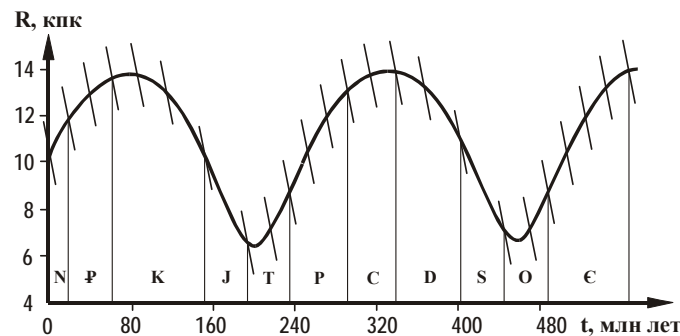


Рис. 19. Расчет моментов попадания Солнца в струйные потоки Галактики

Времена попадания Солнца в струйные потоки на рис. 19 соответствуют точкам пересечения периодической кривой, вычисленной по формулам (2.7) и (2.9), с наклонными линиями, заданными уравнением (2.22).

Система линий отвечает предположению, что в Галактике имеются только два струйных потока, выходящих из ее ядерного диска в противоположных направлениях, и что Солнце пересекло один из них – ветвь Орион – Лебедь, в момент $t_1 = 3$ млн. лет назад. Период вращения диска принят $T_d = 50$ млн. лет, как у галактики М 31.

Путем перебора вариантов расчета ($1 \leq n \leq 4$) показано, что число архимедовых ветвей $n = 2$ является для Галактики единственно приемлемым.

Моменты t_k для двадцати восьми предыдущих пересечений Солнцем струйных потоков приведены в табл. 5. Там же указаны границы геохроно-

логических рубежей фанерозоя (Геохронологическая таблица, 1978) и венда (Вендская система, 1985), наиболее достоверно установленных к концу 1980-х годов, когда были выполнены первые наши расчеты.

Таблица 5. Сопоставление полученных решений с геохронологической шкалой

k	t _k млн. лет	Граница периода, млн. лет	Период	Эон
1	3	2	Четвертичный	ПРОТЕРОЗОИ
2	22	23 ± 1	Неоген	
3	43	65 ± 3	Палеоген	
4	66			
5	90	135 ± 10	Мел	
6	118			
7	150			
8	187	190 ± 5	Юра	
9	214	230 ± 15	Триас	
10	234			
11	253	295 ± 15	Пермь	
12	272			
13	293			
14	315	350 ± 15	Карбон	
15	340			
16	368	405 ± 10	Девон	
17	400			
18	437			
19	464	435 ± 10	Силур	
20	484			
21	503	480 ± 15	Ордовик	
22	522			
23	543			
24	565			
25	590	570 ± 20	Кембрий	
26	618			
27	650			
28	687			
		690 ± 10	Венд	
			Верхний рифей	

Сопоставление числовых рядов второй и третьей колонок табл. 5 показывает, что каждой из границ периодов шкалы может быть поставлено в соответствие одно из решений t_k . При этом все границы периодов, за исклю-

чением разве что мела, в пределах точности геологических данных хорошо совпадают с моментами пребывания Солнца в струйных потоках Галактики.

Более поздние и детальные шкалы фанерозоя (табл. 6) убедительно подтвердили этот вывод не только для периодов, но и отделов шкалы.

Таблица 6. Границы стратиграфической шкалы фанерозоя (млн. лет)

Система	Отдел	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]
Четвертичная	Q	2	1.8	1.6	1.6	1.64	1.65	1.6	1.6
Неогеновая	N ₂	5.1	5	5.3	5.2	5.2	5.3	5.25	5.1
	N ₁	24.6	22.5	23.7	24	23.3	25.2	23.6	24.6
Палеогеновая	P ₃	38	37.5	36.6	36	35.4	34	36.5	38
	P ₂	54.9	55	57.8	55	56.5	53	57.8	54.9
	P ₁	65	65	66.4	66	65	65	66.3	65
Меловая	K ₂	97.5	100	97.5	97	97	96	96.3	97.5
	K ₁	144	141	144	140	145.6	135	143.5	144
Юрская	J ₃	163	160	163	161	157.1	154	161.4	163
	J ₂	188	176	187	186	178	180	180.3	188
	J ₁	213	195	208	208	208	205	206.7	213
Триасовая	T ₃	231	212	230	229	235	230	230.1	231
	T ₂	243	225	240	240	241.1	240	247.3	243
	T ₁	248	230	245	247	245	245	247.3	248
Пермская	P ₂	258	251	258	271	256.1	258	257.6	258
	P ₁	286	280	286	296	290	295	287.9	286
Карбоновая	C ₃		290	296	305	303	305	300.2	300
	C ₂	320	315	320	317	322.8	–	319.3	320
	C ₁	360	345	360	360	362.5	360	361.2	360
Девонская	D ₃	374	360	374	377	377.4	375	374	374
	D ₂	387	370	387	389	386	385	387.8	387
	D ₁	408	395	408	408	408.5	410	408.4	408
Силурийская	S ₂	–	423	–	–	–	–	–	421
	S ₁	438	435	438	436	439	435	436	438
Ордовикская	O ₃	458	450	458	465	463.9	455	456.9	448
	O ₂	478	–	478	475	476.1	470	478.2	478
	O ₁	505	500	505	505	510	500	508	505
Кембрийская	Є ₃	–	515	523	–	517.2	–	522	523
	Є ₂	–	540	540	–	536	–	542.2	540
	Є ₁	590	570	570	570	570	540	569.6	570

Примечание. По данным работ до 1993 г. включительно: [1] – Harland et. al., 1982; [2] – Eysinga, 1983; [3] – Palmer, 1983; [4] – Menning, 1989; [5] – Harland et. al., 1990; [6] – Odin G.S., Odin C., 1990; [7] – Афанасьев, 1993; [8] – Жамойда и др., 1993.

Таким образом, между важнейшими геологическими событиями фанерозоя, выбираемых в качестве границ геохронологической шкалы, и момен-

тами нахождения Солнечной системы в галактических струйных потоках существует четкая причинно-следственная связь (Баренбаум, 1988, 1991).

На рис. 20 приведена проекция рассчитанной орбиты Солнца с указанием точек его попадания в струйные потоки, наложенная на систему логарифмических ветвей Галактики рис. 5.

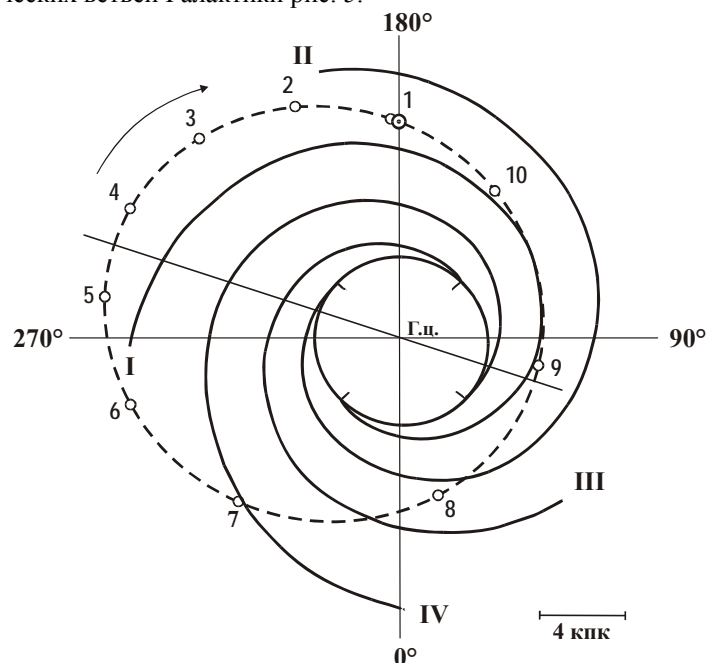


Рис. 20. Проекция солнечной орбиты (пунктир) на галактическую плоскость. На орбите кружками с цифрами показаны положения Солнца в моменты времени пересечения им струйных потоков для последнего оборота вокруг центра Галактики. Стрелка указывает направление орбитального движения Солнца; Прямая – современное положение линии апсид солнечной орбиты

Интервалы времени $\tau_k = t_{k+1} - t_k$ между последовательными попаданиями Солнечной системы в струйные потоки Галактики, характеризующие длительность геологических циклов, показаны на рис. 21.

В силу неравномерности движения Солнца по орбите продолжительность циклов меняется. Она минимальна (19 млн. лет) в неогене, перми и кембрии и максимальна (37 млн. лет) в юре и силуре. Средняя по фанерозою длительность цикла составляет $\tau = 24.5$ млн. лет.

Эти выводы хорошо согласуются с результатами фактических измерений $\tau \sim 20\text{--}35$ млн. лет (Raup, Sepkoski, 1984; Alvarez, Muller, 1984; Неручев, 1999), а также очень просто объясняют вариации величины τ на протяже-

нии фанерозоя, не прибегая к гипотезе (Богдасаров, 1981) об изменении орбитального периода вращения Солнца в Галактике.

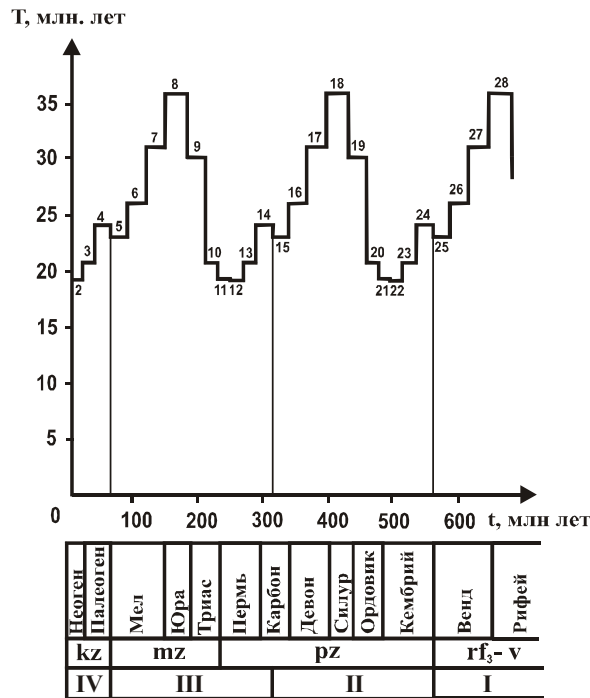


Рис. 21. Отрезки времени между последовательными попаданиями Солнца в струйные потоки Галактики для последних 700 млн. лет: внизу показано общепринятое подразделение этого временного интервала на геохронологические периоды и эры: кайнозойскую kz, мезозойскую mz и протерозойскую pz; I–IV – один из возможных вариантов объединения периодов в мегациклы, отвечающие последнему протерозойскому (I), двум фанерозойским (II и III) и началу кайнозойского (IV) оборотов Солнца вокруг центра Галактики. Цифры 2–28 – номера стратонов в табл. 5

Обращает на себя внимание повторяемость кривой $\tau(t)$ с периодом орбитального движения Солнца. Наличие повторяемости делает оправданным подразделение временной шкалы на эры. На рис. 21 внизу показан один из возможных вариантов такого расчленения, когда за начало отсчета оборотов Солнца вокруг центра Галактики выбирается точка 4, отвечающая венд-кембрийской, средне-раннекарбоновой и мел-палеогеновой границам шкалы. Для первого и последнего оборотов эта точка совпадает с общепринятыми границами палеозоя и кайнозоя. К палеозойской границе относят начало на Земле эры «древней» жизни, а к кайнозойской – эры «новой» жизни.

Таким образом, не только границы периодов, но и ключевые рубежи развития на Земле жизни предопределяются положением Солнца на галактической орбите. Данный вопрос специально обсуждается в главе 8.

2.7. Уточнение модели движения Солнца в Галактике по данным геохронологии

В последнее десятилетие в связи с совершенствованием методов измерения возраста пород точность определения времени рубежей геохронологической шкалы фанерозоя заметно повысилась. Поэтому стало возможным сопоставление расчетных времен галактических воздействий с границами систем и отделов фанерозойской шкалы.

Такое сопоставление (Баренбаум, Ясаманов, 1995, 1999) оказалось полезным в двух отношениях. Во-первых, оно обнаружило в распределении рубежей шкалы скрытые ранее закономерности, и, во-вторых, позволило выявить сильные и слабые стороны самой модели, указав путь ее дальнейшей модернизации и усовершенствования.

В частности, в работе (Баренбаум, Ясаманов, 1999) получен принципиальный вывод о вращении линии апсид солнечной орбиты, причем в направлении движения Солнца.

Скорость этого вращения нами определена путем сопоставления эмпирически установленных эпох вымирания на Земле живых существ с вычисленными моментами пересечения Солнцем областей звездообразования логарифмических рукавов Галактики (Баренбаум, Гладенков, Ясаманов, 2002).

2.7.1. Расчет времен пересечения Солнцем галактических рукавов

До недавнего времени корректный расчет моментов пересечения Солнцем спиральных рукавов Галактики был затруднителен по двум основным причинам: из-за разногласий во временном проведении одних и тех же границ шкалы фанерозоя у разных авторов и вследствие несовершенства и упрощенности нашей модели.

Важный шаг в направлении усовершенствования модели удалось сделать благодаря трем нововведениям:

1) сопоставлению результатов расчета не с границами шкалы, а с моментами массового вымирания (МВ) на Земле живых организмов;

2) использованию последних версий геохронологической шкалы (Remane et al., 1998; Palmer, Geissman, 1999), характеризующихся высокой точностью времен границ систем (периодов) и эпох (отделов), и

3) учету поворота линий апсид орбиты Солнца в сторону его движения.

Времена вымирания биоты, как индикаторы моментов кометных бомбардировок, обладают, по крайней мере, двумя преимуществами по сравнению с периодами резкой активизации тектонических, вулканических, кли-

матических и др. процессов, по которым также можно датировать границы геохронологической шкалы.

Первое преимущество заключается в том, что в отличие от времен активизации на Земле собственно геологических процессов, кульминации которых на миллионы, а то и десятки миллионов лет могут отставать (см. далее главу 8) от времен кометных бомбардировок, живые организмы своей массовой гибелью сразу же сигнализируют о наступлении эпох «катастроф». И второе, не менее важное обстоятельство, состоит в том, что степень вымирания живых существ тесно связана с частотой падения на Землю галактических комет (см. далее главу 4), которая зависит от условий пересечения Солнцем областей звездообразования галактических рукавов и, следовательно, от положения Солнца на орбите.

Экспериментальной основой для модернизации модели послужили данные по вымиранию живых организмов, обобщенные Дж. Сепкоски (Sepkoski, 1995). Им систематизированы сведения о 34625 вымерших в фанерозое родов морских животных, содержащиеся в 1040 публикациях и 10 непубликованных работах, предоставленных коллегами.

Подсчеты интенсивности вымирания проводились Дж. Сепкоски по отдельным временным интервалам, выбиравшимся в соответствии с границами веков геохронологической шкалы (Harland et al., 1990). Для придания разным интервалам более или менее одинаковой продолжительности, века длительностью 15 млн. лет и более «разукрупнялись» делением на части. Очень мелкие века, наоборот, объединялись в один интервал. В результате весь фанерозой был разбит на 84 «единичных» временных интервала средней длительностью 6.4 млн. лет. В каждом из этих интервалов подсчитывался уровень вымирания морских животных, т.е. количество вымирающих таксонов (род, вид, семейство), выраженное в процентах от общего числа таксонов, существовавших в течение данного интервала времени.

Некоторые результаты Дж. Сепкоски приведены на рис. 22. На рис. 22-а показано распределение частоты вымирания морских животных, построенное на базе выборки из 28856 вымерших родов. На рис. 22-б приведена аналогичная гистограмма для вымирания семейств.

На этих таксономических уровнях кривые гибели животных носят подобный резко немонотонный характер. На сравнительно слабо меняющемся фоне непрерывного вымирания отдельными максимумами выделяются века с повышенной смертностью живых организмов. В такие периоды смертность биоты резко возрастает, превышая фоновые значения в несколько раз.

Моменты времени повышенной смертности организмов получили название эпох «массового вымирания». Ряд событий с очень высоким уровнем вымирания выделены как эпохи «великих» МВ. Это: мел-палеогеновое вымирание, вымирание на границе триаса и юры, перми и триаса, а также МВ на рубеже ордовика и силура (Веймарн и др., 1998). Иногда к этим четырем великим вымираниям (ВМВ) добавляют (McLaren, 1982) еще одно сильно

растянутое по времени событие от границы франа–фамена до границы турне–визе.

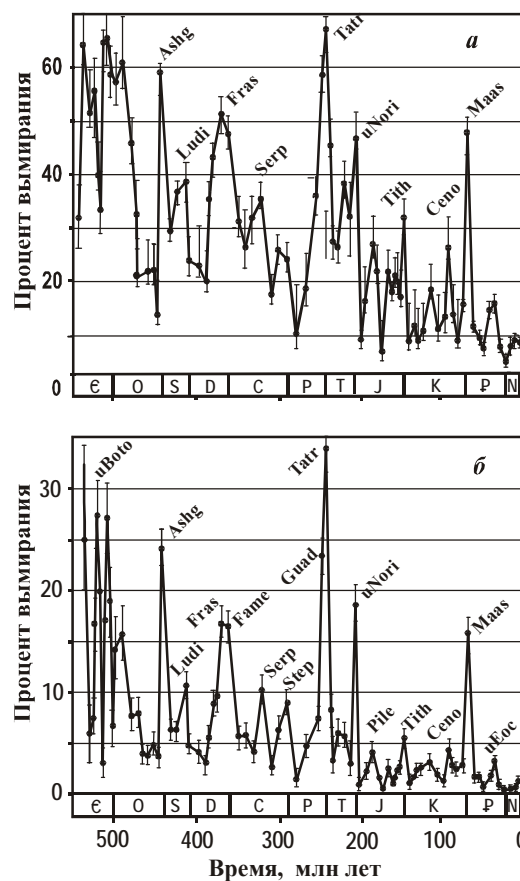


Рис. 22. Вымирание родов (а) и семейств (б) морских животных в фанерозое по Дж. Сепкоски

Стратиграфическое положение основных эпох МВ фанерозоя, заданных границей веков максимального вымирания организмов (Sepkoski, 1995, Алексеев, 1998), приведены в табл. 7. Возраст границ веков привязан к геохронологической шкале (Palmer, Geissman, 1999). Рядом указаны расчетные моменты попадания Солнца в струйные потоки Галактики (см. табл. 5).

Таблица 7. Сопоставление времен массового вымирания на Земле живых существ с моментами попадания Солнца в струйные потоки Галактики

Стратиграфическое положение эпохи МВ, в скобках – обозначение пиков на рис. 22	Уровень МВ	Возраст границ веков, млн. лет	Расчет, млн. лет
Плиоцен		5.3 – 1.8*	3
Олигоцен миоцен (mMio)		23.8	22
Ср.эоцен – приабонский век (uEoc)		37.0	43
Маастрихт – даний (Mass)	ВМВ	65.0±0.1	66
Сеноман – турон (Ceno)		93.5±0.2	90
Баррем – апт (Apti)		121.0±1.4	118
Киммеридж – титон (Tith)		150.7±3.0	150
Плинсбах – тоар (Plie)		189.6±4.1	187
Норий-рэт (uNori)	ВМВ	209.6±4.1	214
Анизин – ладин		234.3±4.6	234
Татарский– grisбахский века (Tatr)	ВМВ	248.2±4.8	253
Сакмар-артинск		269	272
Стефанская эпоха (Step)		303 – 290	293
Серпухов – башкир (Serp)		323	316
Турне – визе	(ВМВ)	342	340
Фран – фамен (Fras – Fame)	(ВМВ)	364	368
Лудловская эпоха (Ludl)		423 – 419	400
Ашгилл – лландовер (Ashg)	ВМВ	443	437
Лланвирн – лландейло		464	467
Тремадок – арениг		485	484
Дресбахский век		505 – 495	503
Ленский (ботомгский) век (uBoto)		524 – 518	522
Томмотский век		534 – 530	543
Граница фанерозоя в шкалах, опубликованных до 1993 г		570±15	566

* Указаны значения начала и конца одного века или эпохи, если событие МВ охватило большую часть или весь этот интервал.

2.7.2. Сопоставление расчета и наблюдений

Комментируя данные табл. 7, необходимо отметить, что соответствие нашего расчета эпохам вымирания живых организмов гораздо лучше, чем границам стратонов геохронологической шкалы (см. табл. 5 и 6). Это вызвано тем, что современная геохронологическая шкала в первую очередь опирается на биостратиграфический метод, основанный на анализе резких изменений в органическом мире (Гладенков, 2004).

Несмотря на то, что главной причиной этих изменений являются падения на Землю галактических комет (см. далее главу 4), границы шкалы могут выбираться как по началу кометных бомбардировок – момент входа Солнца в струйный поток, так и по их концу – момент выхода из потока. Поскольку период пребывания Солнечной системы в струйных потоках составляет несколько миллионов лет, это естественно отражается и на положении границ шкалы, выбранных тем или иным способом.

Обсуждая степень совпадения результатов расчета с данными наблюдений, следует также заметить, что в качестве расчетных времен нами указаны моменты пересечения Солнцем «середины» струйных потоков. Однако вследствие того, что потоки имеют некоторую протяженность, Солнце фактически оказывается в потоке комет примерно на 1–2 млн. лет раньше, а покидает его на такое же время позже указанного срока. Причем в пределах этого времени интенсивность падений комет может быть неравномерна.

Особенно это относится к периодам пребывания Солнца в галактических рукавах. Так, на участках орбиты, лежащих внутри радиуса коротации Галактики, максимум кометных бомбардировок следует ожидать при нахождении Солнца у внутреннего края ветвей, а за пределами радиуса коротации – у их внешнего края (см. главу 1). Кроме того, в эпохи пребывания Солнца в рукавах время бомбардировок кометами может сильно возрастать.

Еще большая неопределенность у геологических датировок. Массовые вымирания – это эпохи длительностью 1 – 6 млн. лет, а нередко и до 10–15 млн. лет (Алексеев, 1989). Однако их стратиграфическое положение обычно задают с точностью до века либо границей между соседними веками.

Границами веков в геохронологии выступают столкновения Земли не с галактическими кометами, а с крупными астероидами диаметром ~ 3.5 км и более (см. далее главу 7), которые также вызывают последствия планетарного масштаба. Астероиды меньших размеров, разумеется, падают на Землю чаще, но их последствия носят в основном региональный и локальный характер и фиксируются как рубежи шкалы более низкого ранга.

При этом падения астероидных тел подчиняются иным временным закономерностям, нежели падения комет. Так, если падения галактических комет в фанерозое носили характер «кометных ливней» и повторялись каждые 19–37 млн. лет, то крупные астероиды, как правило, падали случайно раз в 2.9 млн. лет. Поэтому на протяжении нескольких миллионов лет нахождения Солнца в потоке галактических комет на Землю мог выпасть один или несколько крупных астероидов, а могло и не выпасть ни одного.

Когда события МВ вызывались главным образом падением галактических комет, вымирания были плавными и постепенными, а когда на этот фон накладывались еще и падения крупных астероидов, дополнительно появлялись дискретные «пики смертности». В первом случае, в отличие от второго, обычно не удается определенно указать стратиграфический уровень вымирания, что сильно затрудняет проведение временной границы

этого события и позволяет отнести такие МВ к категории вымираний-фантомов (Алексеев, 1998). Примерами МВ этого типа служат стефанское и киммеридж-титонское события. С окончанием первого МВ связывают границу каменноугольного и пермского периодов, а с окончанием второго – границу юры и мела. Показательно, что положение обеих этих границ в настоящее время не утверждено и продолжает дискутироваться.

Для большинства эпох МВ в период кометной бомбардировки на Землю успевает выпасть крупный астероид, а нередко и не один. Моменты их падений отмечаются особенно высоким уровнем вымирания. Причем если падение астероида приходится на начало кометной бомбардировки, его рассматривают как причину всего биотического кризиса (Алексеев, 1998). Однако чаще всего астероиды падают уже после начала бомбардировки кометами. Пример тому – хорошо изученное мел-палеогеновое событие, где падение астероида может считаться твердо установленным (Alvarez et al., 1980; Назаров и др., 1988; Веймарн и др., 1998). Здесь вымирание животных началось еще на рубеже раннего и позднего маастрихта, т.е. за ~2 млн. лет до падения астероида.

Еще более распространен случай последовательного падения нескольких крупных астероидов, вызывающих целый ряд импульсов вымирания. Так, на рубеже триаса и юры этих падений было два – в конце нория (209.6 млн. лет) и в конце рэта (205.7 млн. лет). Как минимум два пика вымирания было и на рубеже перми и триаса (Алексеев, 1998). На рубеже сеномана и турона таких событий установлено пять (Веймарн и др., 1998). А в середине триаса, в период анизинского (241.7–234.3 млн. лет) и ладининского (234.3–227.4 млн. лет) веков смертность живых существ в результате падений астероидов, вероятно, намного превышала вымирание за счет падения комет.

Специфика разных эпох МВ проявляется еще и в том, что последствия падения одного астероида или кометы в разных регионах земного шара могут существенно различаться. «Сильные» вымирание, вулканизм, изменение климата, колебания уровня Мирового океана и т.п. в одном полушарии могут оказаться «слабыми» – в другом, и наоборот. Все это создает дополнительные трудности при корреляции одновозрастных событий на Земле по разным геологическим данным.

Для избежания этих осложнений границы крупных рубежей геохронологической шкалы совмещают не с пиками вымирания, а с началом восстановления разнообразия животного и растительного мира (Алексеев, 1998) после окончания кометных бомбардировок. Данный принцип положен в основу проведения не только границ юра-мел и пермь-карбон, но и других. Поэтому положение многих границ шкалы, хотя и связано с кометными падениями, но «отстает» от них по времени на миллионы лет.

Анализируя данные наблюдений и расчета (см. табл. 7) с учетом сделанных замечаний, следует подчеркнуть, что все без исключения моменты попадания Солнца в струйные потоки Галактики сопровождались массовым

вымиранием на Земле животных. Поэтому между временами галактических воздействий и гибелью биоты связь более тесная, чем это удастся установить на основе анализа положения границ геохронологической шкалы.

Отсюда следует, что основные предположения, заложенные в нашу модель, видимо, правильны. Это, во-первых, наличие у Галактики двух струйных потоков, выходящих из вращающегося с периодом ~50 млн. лет ядерного диска. И, во-вторых, движение Солнца в галактической плоскости по достаточно вытянутой эллиптической орбите с периодом 250 млн. лет.

Однако наше предположение, основанное на результатах расчетов П.П. Паренаго (1952) о том, что орбитальный и аномалистический периоды движения у Солнца совпадают, ошибочно. Если бы это условие выполнялось, то с периодом 250 млн. лет повторялись бы на Земле и эпохи МВ с одинаковой интенсивностью вымирания. Данные табл. 7 свидетельствуют, что чередование эпох «великих» и «малых» вымираний подчиняется иной закономерности.

2.7.3. Расчет моментов «великих» вымираний

В соответствии с построенной моделью существование эпох «великих» массовых вымираний можно объяснить как результат более интенсивной бомбардировки Земли галактическими кометами в периоды нахождения Солнца в зонах звездообразования спиральных рукавов.

Для проверки этой гипотезы проведем расчет моментов попадания движущегося по орбите Солнца в галактические рукава, вся система которых вращается с угловой скоростью ω_3 вокруг центра Галактики.

Поскольку период этого вращения T_3 , вообще говоря, может не совпадать с аномалистическим периодом Солнца T_R , в формуле (2.5) нельзя ограничиваться лишь членом, зависящим от $1/R$, и необходимо учитывать члены разложения более высокого порядка.

Величину периода T_3 найдем из решения системы (2.2)–(2.4). Как и раньше, рассмотрим движение звезд только в галактической плоскости, пренебрегая их вертикальными колебаниями. Уравнения (2.2) и (2.3) будем решать в линейном приближении для почти круговой орбиты радиуса R_0 . В качестве нулевого приближения возьмем круговую орбиту: $R = R_0$ и $\vartheta = \omega \cdot (t - t_0)$, где ω – угловая скорость вращения звезды вокруг центра Галактики.

Подставляя эти выражения в формулы (2.2) и (2.3), получаем

$$-R\omega^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_0 \quad \text{и} \quad \omega R_0^2 = L. \quad (2.24)$$

Дадим координатам радиуса и угловой скорости малые возмущения: $R = R_0 + \tilde{r}$ и $\dot{\vartheta} = \omega + \tilde{\omega}$. Тогда, разлагая производные гравитационного потен-

циала в окрестности точки R_0 в ряд Тейлора и ограничиваясь лишь первыми членами разложения, будем иметь:

$$\ddot{r} - \omega^2 R_0 - \omega^2 \tilde{r} - 2R_0 \omega \tilde{\omega} = \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \right)_0 \tilde{r}; \quad (2.25)$$

$$R_0^2 \omega + 2R_0 \omega \tilde{r} + R_0^2 \tilde{\omega} = L. \quad (2.26)$$

Принимая во внимание соотношения (2.24), после подстановки выражения (2.26) в (2.25), приходим к системе уравнений для малых возмущений

$$\ddot{\tilde{r}} + \left(3\omega^2 - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \right)_0 \right) \tilde{r} = 0; \quad (2.27)$$

$$\tilde{\omega} = -2 \frac{\tilde{r}}{R_0} \omega. \quad (2.28)$$

Решение этой системы дает

$$\tilde{r} = d \cos(\omega_R t + \vartheta_0); \quad (2.29)$$

$$\tilde{\omega} = -\frac{2d\omega}{R_0 \omega_R} \sin(\omega_R t + \vartheta_0). \quad (2.30)$$

где d и ϑ_0 – постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий, а ω_R и ω_ϑ – частоты, связанные с производными гравитационного потенциала Галактики на расстоянии R_0 от ее центра:

$$\omega^2 = -\frac{1}{R_0} \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_0 \quad \text{и} \quad \omega_R^2 = -\left[\frac{3}{R_0} \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \right)_0 \right]. \quad (2.31)$$

В случае распределения гравитационного потенциала Галактики в окрестности R_0 по закону $U(R) \propto R^{-1}$, частоты ω_R и ω оказываются одинаковыми, и движение звезды в галактической плоскости будет подчиняться законам Кеплера.

С учетом явного вида кеплеровского решения (2.8) константу d в формулах (2.29) и (2.30) положим равной $d = eR_0$. Тогда решение задачи приобретет окончательный вид:

$$R = R_0 (1 + e \cos(\omega_R t + \vartheta_0)); \quad (2.32)$$

$$\vartheta = \omega \left(t - \frac{2e}{\omega_R} \sin(\omega_R t + \vartheta_0) \right). \quad (2.33)$$

Воспользуемся теперь этими формулами для нахождения интересующих нас значений периодов T и T_R . С этой целью привлечем выражения (2.32) и (2.33) к анализу движения какой-нибудь пробной звезды галактической плоскости, например, Солнца.

Принимая во внимание более чем удовлетворительное объяснение моментов вымирания живых организмов моделью Кеплера, в качестве неизвестных констант решения (2.32) и (2.33) можно взять уже известные нам значения параметров: $R_0 = 10.2$ кпк, $e = 0.36$, $\vartheta_0 = 252^\circ$, а также значения аномалистического периода Солнца $T_R = 250$ млн. лет и соответствующей ему скорости $\omega_R = 2\pi/T_R = 2.5 \cdot 10^{-8}$ лет $^{-1}$.

Требуя, чтобы за время $t = T_R$ радиус-вектор Солнца описал оборот на угол $\varphi = 360^\circ$, из формулы (2.33) находим орбитальный период $T_\varphi = 223$ млн. лет и соответствующую ему угловую скорость $\omega_\varphi = 2\pi/T_\varphi = 2.8 \cdot 10^{-8}$ лет $^{-1}$, которые весьма близки к параметрам кеплеровской модели.

В силу принятых допущений, величины T_φ и ω должны относиться как к Солнцу, так и к другим звездам галактической плоскости, чей средний радиус орбит близок солнечному. Поскольку эти звезды сравнительно молоды и в основном образуются в спиральных галактических рукавах, то величину ω_φ можно отождествить с угловой скоростью вращения вокруг центра Галактики всей их системы (см. рис. 16).

На рис. 23 сверху приведены подсчеты Дж. Сепкоски интенсивности вымирания семейств морских животных (см. рис. 22,б). А внизу показаны результаты расчета изменения со временем расстояния Солнца от центра Галактики и четырех галактических рукавов, вся система которых вращается в галактической плоскости с угловой скоростью $\omega_\varphi = 2.8 \cdot 10^{-8}$ рад/год.

Отчетливо видно, что все без исключения эпохи аномально высокой смертности на Земле живых существ, которые относят к категории великих массовых вымираний, попадают на точки «двойных» пересечений, т.е. отвечают моментам одновременного нахождения Солнца, как в струйных потоках, так и в спиральных галактических рукавах. В частности, маастрихт-датское ВМВ (66 млн. лет) вызвано пребыванием Солнца в ветви III, норий-рэтское вымирание (214 млн. лет) – в ветви Киля-Стрельца (I), а длительная эпоха вымирания во фран-фамен-турне-визейское время, хорошо объясняется движением Солнца вдоль галактического рукава IV. Наибольшее количество великих вымираний связано с пересечением Солнцем ветви Персея (II) – это события на рубеже татарского и гринсбахского веков, ашгилла и лландоверна, а также вымирание в начале ордовика.

По данным расчета к пяти великим биотическим кризисам следует добавить события на границе юры и мела (150 млн. лет), карбона и перми (293 млн. лет), а также весьма крупные МВ в начале ордовика (484 млн. лет) и в ботомгском веке кембрия (522 млн. лет). Два первых из них, однако, не показывают сильного вымирания. Одной из возможных причин данного несо-

ответствия могут явиться большие ошибки (Алексеев, 1998) в подсчетах вымиравших таксонов именно на этих стратиграфических рубежах.

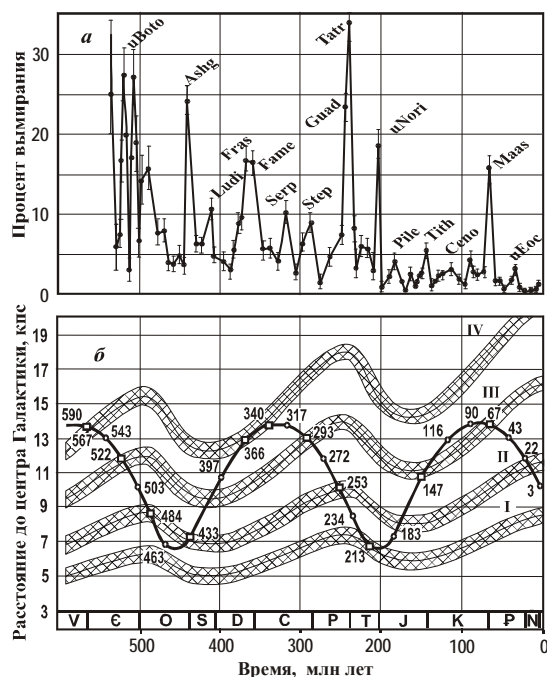


Рис. 23. Сопоставление кривой смертности семейств морских животных в фанерозое по подсчетам Сепкоски (а) с положением Солнца на орбите и его удалением от центра Галактики и четырех спиральных рукавов (б): I–IV – номера спиральных ветвей Галактики (см. рис. 16). Ширина галактических ветвей (заштрихованы) условно принята 1 кпк. На кривой солнечной орбиты точками с цифрами обозначены моменты попадания Солнца в струйные потоки, рассчитанные с учетом вращения орбиты; квадратами выделены моменты времени одновременного пребывания Солнца в струйных потоках и спиральных галактических рукавах

Таким образом, представленные результаты подтверждают вывод (Баренбаум, 1991), что в разные моменты попадания Солнца в струйные потоки Галактики ее воздействие на геологические процессы Земли сильно варьировало. Для одних моментов это воздействие было не столь существенным, и они получили отражение в стратиграфии и геохронологии (см. табл. 5 и 6) на уровне границ отделов и эпох. Для других же, наоборот, оказалось сильным, что дало основания выделить эти моменты в качестве границ систем и геохронологических периодов.

Данный принцип построения стратиграфической шкалы более детально обсуждается в главе 7.

Показательно, что наиболее сильные воздействия Галактики имели место в ордовике и триасе, когда Солнце находилось на участке перигалактия своей орбиты. Наблюдавшееся на Земле в фанерозое чередование «сильных» и «слабых» катастроф было свойственно также венду и в целом верхнему рифею (Баренбаум, Ясаманов, 1995).

2.8. Вращение линии апсид солнечной орбиты

Тот факт, что значения аномалистического T_R и орбитального T_g периодов Солнца получились близкими, означает, что в представлении гравитационного потенциала формулой (2.5) можно ограничиться учетом лишь двух первых членов разложения.

В этом случае действующую на Солнце центральную силу можно представить в виде

$$f(R) = \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right) = -c_1 R^{-2} - c_2 R^{-3}. \quad (2.34)$$

Подставляя эту функцию в правую часть формулы (2.2) и выполняя аналогичные предыдущим преобразования, будем иметь (Ламб, 1936):

$$\frac{d^2 u}{d\vartheta^2} + \left(1 - \frac{c_2}{L^2}\right)u = \frac{c_1}{L^2}. \quad (2.35)$$

Предполагая, что $c_2 < L^2$, и обозначая $\zeta^2 = 1 - c_2/L^2$, получаем решение

$$u(\vartheta) = \frac{c_1}{\zeta^2 L^2} + \alpha \cos(\zeta \vartheta - \vartheta_0). \quad (2.36)$$

Обозначая $p' = \zeta^2 L^2 / c_1$ и $e' = \alpha \zeta^2 L^2 / c_1$, эта формула преобразуется в выражение, аналогичное кеплеровской формуле (2.8):

$$R(\vartheta) = \frac{p'}{1 + e' \cos(\zeta \vartheta - \vartheta_0)} \quad (2.37)$$

Если записать $\zeta \vartheta = \vartheta - (1 - \zeta) \vartheta = \vartheta - \Delta \vartheta$, то решение (2.30) приобретает вид

$$R(\vartheta) = \frac{p'}{1 + e' \cos(\vartheta - \vartheta_0 - \Delta \vartheta)} \quad (2.38)$$

Формулы (2.37) и (2.38) характеризуют движение по эллиптической орбите с вращающейся линией апсид.

Направление поворота определяется соотношением констант. При значениях параметров $\omega_R = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ лет}^{-1}$ и $\omega_\phi = 2.8 \cdot 10^{-8} \text{ лет}^{-1}$ это вращение происходит в сторону движения Солнца на угол $\Delta\theta = 2\pi\zeta = 43^\circ$ в 250 млн. лет, т.е. происходит с угловой скоростью $\omega_\theta = 2.3 \cdot 10^{-9} \text{ лет}^{-1}$.

Таким образом, линия апсид солнечной орбиты поворачивается в направлении движения Солнца. Этот вывод, однако, противоречит ряду более ранних расчетов (Паренаго, 1954; Чуйкова, Семенов, 1996), получивших вращение орбиты в противоположную сторону.

Причина противоречия кроется в использовании этими авторами иной функции распределения гравитационного потенциала Галактики, недоучитывающей скрытую массу нашей звездной системы (см. главу 3).

В табл. 8 сопоставлены моменты попадания Солнца в струйные потоки, рассчитанные для последних 250 млн. лет без учета и с учетом вращения линии апсид солнечной орбиты.

Таблица 8. Времена попадания Солнца (млн. лет) в струйные потоки Галактики в моделях без вращения и с вращением линии апсид солнечной орбиты

№ точки (см. рис. 16)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Без вращения	3	22	42	66	90	118	150	187	214	234
С вращением	3	22	43	67	90	116	147	183	213	234

Учет вращения солнечной орбиты, как мы видим, слабо меняет времена попадания Солнца в струйные потоки Галактики по сравнению с моделью Кеплера. Эти отличия не превышают 4 млн. лет, т.е. явно меньше, чем величина ошибок определения тех же моментов по геологическим данным.

Поэтому при построении галактической шкалы геологического времени уже простейшая кеплеровская модель оказалась способной получить вполне хорошее и весьма точное приближение (Баренбаум, 1991).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В данной главе изложен круг вопросов, касающихся разработки галактической модели геологической цикличности с учетом явления струйного истечения вещества из центра нашей звездной системы. Вопросы включали: определение у Галактики количества струйных потоков; расчет параметров орбиты движения Солнца в Галактике; вычисление моментов пересечения Солнцем струйных потоков и спиральных галактических рукавов. А также проверка адекватности модели сопоставлением ее предсказаний с данными астрономических наблюдений и фактами геологической истории Земли.

Основные результаты главы сводятся к следующему.

1. Построена динамическая модель спирального строения Галактики, согласующаяся с имеющимися астрономическими наблюдениями. Согласно

модели Галактика обладает четырьмя логарифмическими ветвями и двумя струйными потоками, закрученными в спирали Архимеда. Логарифмические ветви характеризуются одинаковыми параметрами закрученности $\alpha = 0.205 \text{ рад}^{-1}$, начинаются на расстоянии 3.9 кпк от центра Галактики, а их система твердотельно вращается с угловой скоростью $\omega_\phi = 2.8 \cdot 10^{-8} \text{ лет}^{-1}$. Струйные потоки истекают из диаметрально противоположных точек быстровращающегося прецессирующего ядерного диска системы. Двигаясь с постоянной радиальной скоростью 300 км/с, их объекты навсегда покидают пределы Галактики. Параметр закрученности струйных потоков $\rho = 2.5 \text{ кпк/рад}$.

2. Вычислена орбита Солнца в Галактике, удовлетворяющая данным астрономии и геологии. В проекции на галактическую плоскость орбита представляет собой эллипс, равномерно вращающийся в сторону движения Солнца с угловой скоростью $2.3 \cdot 10^{-9} \text{ лет}^{-1}$. Большая полуось и эксцентриситет эллипса 10.2 кпк и 0.36. Орбитальный и аномалистический периоды Солнца 223 и 250 млн. лет. Отклонения Солнца от галактической плоскости при вертикальных колебаниях менее 50 пк. Период и фаза этих колебаний, вероятно, синхронизированы с вращением ядерного диска Галактики.

3. Установлено, что при движении по галактической орбите Солнце через 19–37 млн. лет пересекает струйные потоки и спиральные рукава Галактики. Все без исключения рассчитанные моменты таких событий совпадают по времени с эпохами глобальных природных катастроф на Земле – геологических, климатических, биологических и др., выступающими границами современной геохронологической шкалы. Показано, что катастрофичность земных процессов существенно возрастает при попадании Солнца в области звездообразования спиральных ветвей Галактики. Эпохи наиболее сильных катастроф фиксируются в геологии как границы периодов геохронологической шкалы, а менее крупных – как границы ее отделов.

Представленные в главе материалы, позволяют констатировать:

- Между важнейшими геологическими событиями в истории Земли и моментами пребывания Солнечной системы в струйных потоках и спиральных рукавах Галактики имеется четкая причинно-следственная связь.
- В основе этой связи лежит непосредственное воздействие на Землю и в целом Солнечную систему объектов струйных потоков Галактики.
- Процессы на Земле и в Солнечной системе в моменты природных катастроф позволяют установить природу инициировавших эти процессы галактических объектов и понять механизмы их влияния на планеты.

Наиболее важным результатом главы является разработка системы представлений, позволяющих связать и непротиворечиво объяснить данные астрономических наблюдений и факты геологической истории Земли в рамках весьма общей физической модели. Покажем теперь, что эта модель позволяет с привлечением геологической информации также решать наиболее проблемные вопросы физики галактик и строения Вселенной.

Рассмотрению такой возможности посвящена следующая глава книги.

ГЛАВА 3

ФИЗИКА ГАЛАКТИК И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

Через расселины катастроф ощутите
содрогание Земли, но тем же утесом
взойдете на сферу мировых пониманий.

Агни Йога

Изменения массы и строения галактик в ходе их эволюции, вследствие чрезвычайно низких скоростей этого процесса и огромных размеров самих звездных систем, практически не поддаются количественным измерениям современными астрономическими средствами. Поэтому изучение процессов эволюции галактик во времени и пространстве требует разработки и применения новых нетрадиционных подходов и методов.

Уникальные возможности для этого открывает привлечение к исследованию строения и эволюции Галактики геологических данных, накопленных за миллиарды лет развития нашей планеты. В то время как период инструментальных астрономических наблюдений за Галактикой сегодня ограничен последними примерно 10^2 – 10^3 годами, продолжительность накопления такой информации в геологии фактически совпадает с возрастом Земли.

Тесная связь между процессами в Галактике (глава 1) и геологическими событиями на Земле (глава 2) позволяет расширить доступные временные рамки изучения нашей звездной системы, как минимум, в 10^6 – 10^7 раз.

В главе изложен подход (Баренбаум, 1991а), позволяющий с использованием данных геологии измерить темп эволюции Галактики за последние 3.6 млрд. лет ее существования. В основе этого подхода лежит анализ изменений длительности мегациклов геологических процессов с временным масштабом $\sim 10^8$ – 10^9 лет в истории Земли.

Источником исходных сведений при решении данной задачи служит зависимость, представленная в виде графика на рис. 24. График построен по известным геохронологическим данным и отражает положения рубежей мегациклов на абсолютной шкале времен, начиная с архея. По оси абсцисс здесь отложены временные границы мегациклов с указанием диапазона ошибок их определения изотопными методами датирования, а по оси ординат – порядковый номер мегациклов, если их отсчитывать от настоящего времени в прошлое.

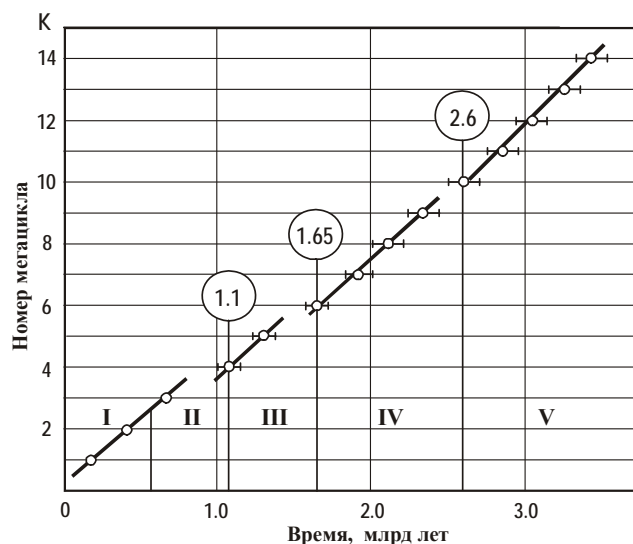


Рис. 24. График мегацикличности геологических процессов: I – фанерозой, II – неопротерозой, III – мезопротерозой, IV – палеопротерозой, V – архей. Названия эр по Международной геохронологической шкале докембрия (Plumb, 1991)

Решается своего рода «обратная» задача, состоящая в установлении возможных причин, обуславливающих характер поведения графика мегацикличности $k(t)$ во времени. Для решения этой задачи привлекается физическая модель (см. главу 2), связывающая причины геологических циклов с воздействием Галактики в эпохи нахождения Солнечной системы в струйных потоках галактического вещества.

С позиций этой модели, данные графика рис. 24 и его особенности несут глубокий физический смысл и содержат важную количественную информацию о строении и эволюционных процессах в Галактике.

3.1. Предварительное обсуждение фактических данных

В предыдущей главе отмечалось, что в зависимости от положения Солнца на орбите влияние галактических процессов на Землю существенно менялась. Наиболее сильным оно было в триасе и ордовике, когда Солнце проходило перигалактический участок орбиты (см. рис. 23).

Подобные события в отличие от других хорошо выделяются не только для фанерозоя – точки $K = 1$ и 2 на рис. 24, но и в более ранние эпохи. Поэтому можно думать, что именно по таким событиям мы судим о цикличности важнейших геологических процессов докембрия, располагая данными, представленными на рис. 24.

Анализ рис. 24 дает основания полагать, что и во все другие моменты повышенной геологической активности Земли, отмеченные на рисунке точками, Солнца находилось на перигалактическом участке солнечной орбиты. В этом случае временной интервал между соседними точками графика $\Delta t_k = t_{k-1} - t_k$ должен в точности соответствовать периоду T_o орбитального движения Солнца в Галактике, определяющего длительность мегацикла.

График на рис. 24 обнаруживает, однако, явные отличия от этой идеализированной схемы. Так что движение Солнца в Галактике носит более сложный характер, чем просто его вращение вокруг галактического центра по неизменной орбите.

Отчетливо видно, что на плавной в целом зависимости $K(t)$ при $t = 2.6, 1.65$ и 1.1 млрд. лет имеются отдельные разрывы, которые не устраняются ни в предположении пропуска границы между циклами, ни в предположении отсутствия такого пропуска. На участках разрывов длительность интервала Δt_k заметно возрастает, но уже для следующего за «сбоем» оборота Солнца его величина почти полностью восстанавливается, оказываясь близкой значению до сбоя.

Поэтому следует полагать, что при сбоях меняется не длительность орбитального периода Солнца в Галактике T_o , а фаза солнечной орбиты, изменение которой может также создавать эффект роста Δt_k .

График позволяет отметить и другую важную закономерность – медленное экспоненциальное увеличение орбитального периода Солнца со временем от значения $T_o \approx 200$ млн. лет в начале архея до $T_o = 250$ млн. лет в современную эпоху.

Указанные особенности графика говорят о том, что на орбитальное движение Солнца в Галактике дополнительно накладывается действие еще двух физических процессов, не учтенных в нашей модели. Первый из них несет ответственность за появление в движении Солнца «быстрых» сбояв, а второй вызывает «медленную» трансформацию солнечной орбиты.

3.2. Быстрые сбои в движении Солнца

Существование сбояв в орбитальном движении Солнца можно объяснить его случайными тесными сближениями с другими звездами Галактики. Такие взаимодействия способны легко изменить первоначальную траекторию Солнца. Однако при плотности звезд в окрестностях Солнца вероятность тесного сближения с какой-либо другой звездой галактической плоскости ничтожно мала. По оценкам П.П. Паренаго (1954), эта вероятность соответствует пролету около Солнца другой звезды примерно раз в $2.7 \cdot 10^{15}$ лет, что много больше общепринятого возраста Галактики ($\sim 10^{10}$ лет).

Поэтому наличие сбояв, случавшихся примерно 1 раз в миллиард лет, следует приписать взаимодействиям Солнца со звездами струйных потоков,

где их количество велико. Причем взаимодействиям не с одиночными звездами, а, в первую очередь, с их скоплениями (глава 1).

Изменение направления движения Солнца вследствие пролета около него массивного объекта массой M характеризуется углом δ , который в системе координат центра масс обоих тел определяется формулой Джинса:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{G(M + M_0)}{rV^2}, \quad (3.1)$$

где G – гравитационная постоянная; r – прицельный радиус; M_0 – масса Солнца; V – относительная скорость движения обоих тел.

В соответствии с формулой (3.1), чем ближе пролетает к Солнцу массивное тело, тем на больший угол оно отклоняет его первоначальную траекторию. Условимся считать «близким» всякий пролет массивных тел, который приводит к изменению направления движения Солнца на угол $\delta \geq 1^\circ$. Учитывая, что один и тот же угол поворота, в принципе, могут вызвать объекты разной природы и массы, рассмотрим два крайних, но типичных случая: 1) пролет рядом с Солнцем одиночной звезды струйного потока солнечной массы и 2) пролет самого Солнца через массивное облако звезд.

Пролет одиночной звезды. Полагая массу звезды близкой солнечной $M_0 = 2 \cdot 10^{33}$ г, а скорость ее движения в струйном потоке относительно Солнца равной 450 км/с (глава 2), по формуле (3.1) находим, что отклонение траектории Солнца на угол $\sim 1^\circ$ может произойти при величине прицельного радиуса $r \sim 1.3$ а.е. Эта величина, как мы видим, того же порядка, что и расстояние Земли до Солнца.

В случае пролета звезды на столь малом удалении от Солнца его планетная система, по-видимому, вряд ли смогла бы избежать полного разрушения. Поэтому более правдоподобным представляется воздействие на Солнце существенно более массивных объектов.

Пролет Солнца сквозь массивное звездное облако. Принимая массу звездного облака равной средней массе ОВ-ассоциаций $M \sim 10^5 M_0$ (Ефремов, 1980), и учитывая, что подобные облака главным образом концентрируются в струйных потоках, получаем величину $r \sim 1.3 \cdot 10^5$ а.е. Данная оценка выглядит гораздо более правдоподобной, чем первая.

В этой связи заметим, что, согласно формуле (3.1), для фиксированного угла δ отношение массы тела к величине прицельного радиуса r есть величина постоянная. Поэтому изменение направления движения Солнца на один и тот же угол может быть вызвано как звездными объектами сравнительно незначительных масс, пролетевшими на малом удалении от Солнца, так и очень больших масс – на большом.

Таким образом, данные рис. 24 дают основания полагать, что с начала архея произошли, по крайней мере, три события, которые следует трактовать как возможный пролет Солнечной системы сквозь достаточно массив-

ные звездные облака. События эти имели место 2.6, 1.65 и 1.1 млрд. лет назад и сопровождались скачкообразным изменением параметров солнечной орбиты, в первую очередь, ее фазы и эксцентриситета, а также, возможно, амплитуды и фазы колебаний Солнца относительно галактической плоскости. Орбитальный период Солнца, зависящий от центральной массы Галактики, при этих деформациях солнечной орбиты практически не менялся.

По всей вероятности, данный механизм взаимодействия Солнца с массивными объектами струйных потоков и является главной причиной преобразования изначально круговой траектории Солнца в его современную эллиптическую орбиту (глава 2).

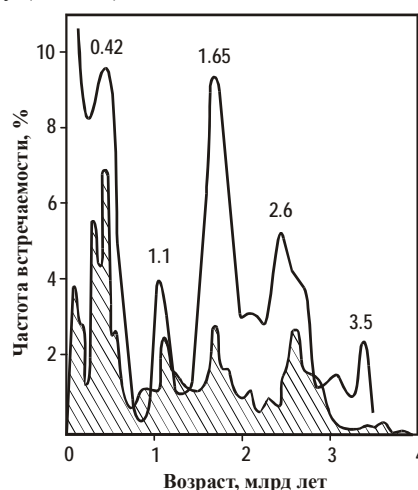


Рис. 25. Мегациклы процессов рудообразования (без штриховки) в сопоставлении с тектономагматической активностью (заштриховано) по Ю.Д. Пушкареву (1990)

Взаимодействия со звездами, сопровождавшиеся резкими изменениями траектории Солнца, должны были влиять на состояния всех тел Солнечной системы, деформировать их орбиты и вызывать в планетах огромные перенапряжения. В такие моменты астероиды легко теряли устойчивость движения в астероидном поясе и в больших количествах выпадали на планеты.

Мы полагаем, что именно пролеты Солнца через массивные звездные скопления стали причиной самых сильных в геологической истории Земли всплесков тектономагматической активности и рудообразования (Пушкарев, 1990): Кеноранской, Карельской и Гренвильской (рис. 25).

Согласно данным рис. 25 эпохи максимальной тектонической активности и рудообразования на нашей планете совпадают по времени с разрывами графика рис. 24, которые интерпретируются как моменты быстрого изменения параметров солнечной орбиты в Галактике.

Данные рис. 25 позволяют предположить, что максимум рудообразования 3.5 млрд. лет назад также обусловлен изменениями солнечной орбиты вследствие взаимодействия Солнца со звездами.

3.3. Медленная эволюция солнечной орбиты

Если не принимать в расчет пролеты Солнца через звездные облака, которые не оказывают заметного влияния на его орбитальный период движения в Галактике, а исследовать только собственно характер изменения периода $T(t)$, то в пределах точности исходных данных эта зависимость может быть представлена простейшим дифференциальным уравнением

$$\frac{dT}{dt} = -\lambda T, \quad (3.2)$$

где константа $\lambda = 5.6 \cdot 10^{-11}$ 1/год.

Решение (3.2) приводит к экспоненциальному изменению орбитального периода движения Солнца в Галактике со временем.

$$T(t) = T(0) \exp(-\lambda t). \quad (3.3)$$

Оставаясь в рамках нашей модели, предположим, что Солнце движется в Галактике по эллиптической орбите, не меняя во времени своей массы. Тогда период орбитального движения Солнца в Галактике может быть представлен как

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{R^3}{GM(R)}} = 2\pi \frac{R}{V}, \quad (3.4)$$

где V и R – средняя орбитальная скорость Солнца и средний радиус его орбиты, $M(R)$ – масса Галактики, заключенная в сфере радиуса R .

Сохранение энергии и момента импульса Солнца запишем в виде:

$$V_0^2 - V_1^2 = 2G \left[\frac{M_0(R_0)}{R_0} - \frac{M_1(R_1)}{R_1} \right]; \quad (3.5)$$

$$V_0 R_0 = V_1 R_1, \quad (3.6)$$

где индексы «0» и «1» относятся к разным моментам времени.

Введем обозначения: $\Delta M = M_0(R_0) - M_1(R_1)$, $\Delta V = V_0 - V_1$, $\Delta R = R_0 - R_1$ и $\Delta T = T_0 - T_1$. Решая уравнения (3.1) – (3.6) относительно этих малых приращений с учетом (3.2), после нормирования на величину периода приходим к системе соотношений:

$$\dot{M} = \frac{\Delta M}{T} = -\frac{V^3 \lambda}{4\pi G}; \quad (3.7)$$

$$\dot{V} = \frac{\Delta V}{T} = -\frac{V^2 \lambda}{4\pi R}; \quad (3.8)$$

$$\dot{R} = \frac{\Delta R}{T} = +\frac{V \lambda}{4\pi}. \quad (3.9)$$

Выражения (3.7)–(3.9) устанавливают однозначную связь скорости изменения периода и других параметров солнечной орбиты с темпом изменения галактической массы. Из формулы (3.7) видно, что увеличение со временем орбитального периода Солнца ($\dot{T} > 0$) есть прямое следствие потери Галактикой ее центральной массы ($\dot{M} < 0$). Снижение центральной массы Галактики $M(R)$ наряду с ростом периода приводит к увеличению среднего радиуса орбиты и уменьшению средней орбитальной скорости Солнца.

Соотношения (3.7)–(3.9) позволяют по скорости изменения орбитального периода Солнца на рис. 24 судить о темпе потери Галактикой массы и связанных с этим скоростей эволюции параметров солнечной орбиты.

Принимая значение $\lambda = 5.6 \cdot 10^{-11}$ 1/год и полагая средний радиус и среднюю орбитальную скорость Солнца равными $R_0 = 10.2$ кпк и $V_0 = 250$ км/с (глава 2), для современной эпохи получаем:

$$\begin{aligned} \dot{M} &= -4.37 M_{\odot}/\text{год}; \\ \dot{V} &= -7.47 \cdot 10^{-4} \text{ см/с в год}; \\ \dot{R} &= 3.03 \cdot 10^{-7} \text{ пк/год}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Поскольку все малые изменения в этих формулах взаимосвязаны, то экспоненциальный рост периода T должен сопровождаться изменением величин M , R и V по тому же закону (3.2), но с иными значениями констант:

$$\lambda_R = 1/2\lambda, \quad \lambda_V = \lambda_M = -1/2\lambda. \quad (3.11)$$

По формулам (3.3) и (3.11) оценим параметры орбиты Солнца на момент формирования Солнечной системы. Полагая ее возраст равным $t_1 = 4.6$ млрд. лет, находим, что в ту эпоху Солнце располагалось на расстоянии $R_1 = 8.7$ кпк от центра Галактики и двигалось со средней орбитальной скоростью $V_1 = 287.5$ км/с. Центральная масса Галактики M_1 была тогда больше, чем сейчас $M_0(R_0) = 1.47 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, и удовлетворяло требованию:

$$\begin{aligned} M_1(R_1) &= M_0(R_0), \\ M_1(R_0) &= 1.15 M_0(R_0). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Из этих соотношений следует, что за последние 4.6 млрд. лет Галактика уменьшила центральную массу на 15% отн. Причем характер распределения массы Галактики все это время соответствовал зависимости

$$M(R) = \beta \cdot R^n, \quad (3.13)$$

где β и n – константы, $n \cong 1$.

Отметим, что характер распределения массы в соответствии с формулой (3.13) свойственен не только Галактике, но и многим другим спиральным звездным системам.

Величина \dot{M} в формуле (3.7) является суперпозицией двух процессов

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial R} \frac{dR}{dt}. \quad (3.14)$$

Первое слагаемое справа в этой формуле отражает убыль центральной массы Галактики за счет выброса вещества из ядра, а второе – учитывает рост M при увеличении радиуса солнечной орбиты. Поскольку $\dot{M} < 0$, второй эффект полностью не компенсирует первый.

Величину $\partial M / \partial R$ определим из выражения (3.14) с использованием формулы (3.13). На основании последней можем записать

$$\frac{\partial M}{\partial R} \cong \frac{M(R_0)}{R_0} = 1.47 \cdot 10^7 M_{\odot} / \text{пк}. \quad (3.15)$$

Откуда, с учетом (3.10), будем иметь

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -4.37 - 1.47 \cdot 10^7 \cdot 3.03 \cdot 10^{-7} = -8.8 M_{\odot} / \text{год}. \quad (3.16)$$

Вывод, что $\partial M / \partial t = 2 \dot{M}$, также непосредственно следует из соотношений (3.7) и (3.9). Значение (3.16), полученное на основе анализа медленной эволюции орбитального периода Солнца, вполне согласуется с темпом потери массы M 31, установленным по характеру распределения в этой галактике ОВ-ассоциаций (см. главу 1). В силу невысокой точности первого, оценка (3.16) представляется более достоверной.

Часть выброшенного из ядра газопылевого вещества снова превращается в звезды. По данным наблюдений количество газопылевого вещества, необходимое для поддержания современной скорости образования звезд в Галактике, составляет $\sim (3-5) M_{\odot} / \text{год}$ (Сурдин, 1997). Так что полученная оценка (3.16) вполне удовлетворяет этому требованию.

3.4. Проблема эволюции галактик

Потеря массы ядром остро ставит вопрос об источнике и механизме восполнения звездами центральной области Галактики. При существующей массе ядра галактики $M(R_d) = R_d V_s^2 / (2G) = 6.2 \cdot 10^9 M_\odot$ и темпе потери массы $8.8 M_\odot$ в год время жизни ядра исчисляется величиной

$$t_n = \frac{M(R_d)}{\partial M / \partial t} = 7.0 \cdot 10^8 \text{ лет.} \quad (3.17)$$

То есть менее чем за три орбитальных периода Солнца все звезды в центре Галактики будут переработаны в газ и пыль, и она полностью лишится своего ядра. Поскольку этого нет, и величина \dot{M} в два раза меньше частной производной $\partial M / \partial t$, в Галактике должен действовать эффективный механизм, непрерывно питающий веществом ее центральную область.

В 1928 году Дж. Джинс записал: «Настойчиво заявляет о себе предположение, что центры галактик имеют природу точек сингулярности, в которых в нашу Вселенную вливается вещество из каких то других, совершенно не известных нам пространственных измерений, и которые проявляют себя в нашей Вселенной как точки, где происходит непрерывное образование вещества» (Ефремов, 1984).

На сей счет сегодня имеется несколько мнений. В.А. Амбарцумян и его коллеги, например, допускают (Проблемы, 1972), что в центре галактик имеются гипотетические сверхплотные тела. Распадаясь, они переходят из ненаблюдаемых в наблюдаемые формы материи: газ, пыль, звезды и т.п.

Ф. Хойл (1968) в своих предположениях идет еще дальше и предлагает, вообще, рассматривать центры галактик как особые области, через которые вещество «вливается» в нашу Вселенную.

Привлекать столь экзотические гипотезы нет оснований. Свойства нашей и других спиральных звездных систем (Агемян, 1981; Тейлер, 1981) получают логичное объяснение, если предположить (Баренбаум, 1991a), что разрушение звезд в ядре с выносом продуктов их распада струйными потоками компенсируется звездами балджа и гало, которые в ходе эволюции Галактики «стягиваются» к ее центру.

Стационарное состояние всей системы обеспечивается процессами релаксации, т.е. перемешиванием траекторий звезд при их движении в совокупном гравитационном поле Галактики. Характерное время (лет) установления равновесия в такой системе определяется формулой (Спитцер, 1990):

$$\tau = \frac{10^5}{\ln N} R^{3/2} \left(\frac{N M_\odot}{M} \right)^{1/2}, \quad (3.18)$$

где N и M – полное число звезд в системе и их суммарная масса в массах Солнца M_\odot ; R – размер системы в парсеках.

3.5. Модель звездной изотермической сферы

Из звездной динамики известно, что в результате самогравитации физическая система, состоящая из большого количества звезд и находящаяся в кинетическом равновесии, обязательно формирует две различающиеся зоны: внутреннюю изотермическую сферу и внешнее более разреженное гало.

В изотермической сфере системы распределение звезд по скоростям носит максвелловский характер, а их пространственная плотность подчиняется уравнению (Чандрасекар, 1948):

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = e^{-\theta} \quad (3.19)$$

с граничным условием: $\theta = \frac{d\theta}{d\xi} = 0$ при $\xi = 0$.

$$\xi(R) = \frac{R}{\chi} = R \sqrt{\frac{12\pi G \rho(0)}{\bar{V}^2}}; \quad (3.20)$$

$$\theta(R) = \frac{3}{\bar{V}^2} [U(R) - U(0)], \quad (3.21)$$

где \bar{V} – среднеквадратичная скорость звезд, $U(R)$ – гравитационный потенциал на расстоянии R от центра, $\rho(0)$ – плотность звезд при $R = 0$.

На малых расстояниях от центра ($R \ll \chi$) решение (3.19) может быть аппроксимировано разложением в ряд

$$\frac{\rho}{\rho(0)} = 1 - \frac{\xi^2}{6} + \frac{\xi^4}{45}, \quad (3.22)$$

а на больших (практически при $\xi > 10$) представлено в виде:

$$\rho(R) = \rho(0) \frac{2\chi^2}{R^2} \quad (3.23)$$

и

$$M(R) = 8\pi\rho(0)\chi^2 R \quad (3.24)$$

Формулы (3.23) и (3.24) свидетельствуют, что внутри изотермической сферы плотность звезд с удалением от центра системы уменьшается по квадратичному закону, при этом их общая масса линейно растет.

За пределами изотермической области – во внешнем гало, распределение меняется. У звезд гало начинает преобладать радиальная компонента скорости, и потому наиболее быстрые из них покидают систему.

В результате плотность звезд далеко на периферии системы убывает с расстоянием гораздо быстрее, чем по закону (3.23), подчиняясь зависимости $\rho(R) \sim R^{-m}$, где $m = 3.1 \div 3.5$ (Спитцер, 1990).

3.6. Эволюция Галактики

Очень важной особенностью эволюции равновесных звездных систем является неустойчивость их изотермической области, приводящая со временем к расформированию всей системы. Причина неустойчивости связана с постепенным переходом звезд из изотермической сферы в гало и последующим их уходом из галактик.

Утечка звезд сопровождается уменьшением изотермической сферы галактик и повышением в ней плотности звезд. В пределе это приводит к сжатию изотермического ядра в точку с бесконечной плотностью, что физически невозможно. Поэтому на конечной стадии эволюции галактик обязательно включаются механизмы, препятствующие коллапсу системы.

В качестве таких механизмов для шаровых звездных скоплений обычно рассматривают процессы образования в центре скопления тесных пар звезд, а также молодых звезд больших масс (Спитцер, 1990).

Теоретические расчеты показывают, что характерное время коллапса t_{coll} звездных систем превышает их время релаксации (3.18) примерно в 12 – 19 раз (Спитцер, 1990). При этом темп потери массы звездным скоплением в процессе эволюции постоянен, а показатель степени при R в функции плотности (3.23) на границе изотермического ядра становится > 2.0 и в пределах изотермической сферы слабо меняется с удалением от центра (Duncan, Shapiro, 1980; Cohn, 1980, 1985).

Посмотрим, что нового добавляют к этим представлениям, до сих пор относившимся только к шаровым звездным скоплениям, результаты исследования нашей Галактики с привлечением геологических данных.

Сопоставляя выражение (3.23) с эмпирической формулой (3.13), находим, что обе зависимости от R совпадают. Это означает, что радиус изотермической сферы Галактики заметно превышает средний радиус солнечной орбиты. И, следовательно, при своем орбитальном движении Солнце не покидает изотермической области нашей звездной системы.

С учетом выражений (3.20) и (3.24) коэффициенту β в формуле (3.13) можем придать вид

$$\beta = \frac{2\bar{V}^2}{3G}. \quad (3.25)$$

Из формул (3.13) и (3.25) следует, что концентрация звезд в изотермической сфере системы исключительно определяется скоростью \bar{V} .

Величина среднеквадратичной скорости звезд зависит от типа галактик и их светимости, и, как показывают наблюдения, у спиральных галактик типов Sa – Sb отличается не более чем в два раза (Рубин, 1983).

В частности, для Галактики она составляет величину $\bar{V} = 260$ км/с, что близко значению средней орбитальной скорости Солнца 250 км/с (глава 2).

Этот вывод лишний раз свидетельствует, что движение Солнца происходит в пределах изотермической области нашей звездной системы.

Согласно формуле (3.23), при приближении к центру Галактики численность звезд возрастает по квадратичному закону. Так что если на границе сферы, ограниченной ядерным диском, она составляет $\rho(R) \approx 10$ звезд на кубический парсек, то в самой центральной области Галактики размером одного парсека концентрация звезд может достичь $\sim 10^4 \text{ пк}^{-3}$.

Данное обстоятельство делает реальным экспериментальное обнаружение отдельных звезд в ядре Галактики методом микролинзирования (Сажин, 1994; Захаров, 1997). Измерения подтвердили высокую концентрацию звезд в галактическом центре, а также показали, что большинство звезд Галактики имеют сравнительно небольшие массы $\sim (10^{-2} - 10^{-1}) M_{\odot}$.

Большая плотность звезд в галактическом ядре неизбежно ведет к высокой вероятности их взрывного разрушения под действием взаимных возмущений (Саслау, 1989). Такие «взорвавшиеся» звезды наблюдаются в центральной области Галактики в виде мощных инфракрасных и рентгеновских источников (Гэттли, 1984; Лейси, 1984).

Следует полагать, что взрывное разрушение звезд в центре галактик является главным поставщиком газопылевого вещества струйных потоков. В этом случае наблюдаемый темп истечения газа и пыли из ядерного диска нашей Галактики может быть обеспечен частотой гибели в ней звезд порядка нескольких десятков в год.

Оценим характерное время релаксации звезд в Галактике. Принимая массу звезды в среднем равной $0.4 M_{\odot}$, из формулы (3.18) получаем, что для центральной области Галактики, ограниченной ее газопылевым ядерным диском, данное время составит $\tau \sim 9.6 \cdot 10^7$ лет. Это значительно меньше времени расформирования ядра (3.17).

Отсюда ясно, что при всех пертурбациях звезд в ядре центральная масса Галактики не может меняться сильно, а распределение в нем звезд остается изотермическим. Если принять $t_{\text{coll}} = (12 \div 19)\tau$, то время t_n в Галактике становится меньше, чем время развития коллапса. Это означает, что процессы разрушения звезд в ядре с последующим выносом газопылевых продуктов их распада струйными потоками должны выступать важным стабилизирующим фактором, препятствующим быстрому разрушению всей системы.

Разрушение звезд в галактическом ядре – их «поглощение» в центре изотермической сферы, приводит к другому важному эффекту – появлению в распределении массы (3.24) «воронки депрессии». Образование воронки вызвано разными временами релаксации на периферии и в центре системы.

Согласно формуле (3.18), скорость перестройки звездной системы на периферии оказывается ниже, чем в ее центральной области, что должно смещать равновесное распределение звезд в направлении $n > 1$.

Указанная закономерность хорошо проявляется в Галактике. Так, если на небольших расстояниях от галактического центра условие $n = 1$ в форму-

ле (3.13) выполняется точно (Физика космоса, 1986), то для области Галактики $\Delta R \approx 0.6 \div 10.2$ кпк, расположенной между ядерным диском и средним радиусом солнечной орбиты, будем иметь:

$$n = \frac{\ln(M_0/M_d)}{\ln(R_0/R_d)} = 1.116, \quad (3.26)$$

$$\beta = \frac{M_d(R_d)}{R_d} = \frac{M_0(R_0)}{R_0} = 4.96 \times 10^6 M_\odot (\text{пк})^{-1}. \quad (3.27)$$

На еще больших расстояниях от центра Галактики ($R \sim 20 \div 30$ кпк) измерения дают величину $n = 1.21$ (Borges, Pacheco, 1989).

3.7. Проблема «скрытых масс»

По современным представлениям известно науке лишь 4% вещества Вселенной (Горбунов, Рубаков, 2008). Большая же часть ее вещества представлена некими «скрытыми массами», природа которых остается проблематичной. Полагают, что на 25% они состоят из «темной материи» и на 70% «темной энергии». Что представляют собой то и другое – ответа пока нет. По мнению А.Д. Чернина (2004) «природа скрытых масс является самой острой нерешенной фундаментальной проблемой галактической астрономии, а может быть, и вообще всей астрономии и космологии наших дней».

Проблема скрытых масс возникла в 1970-ые годы при моделировании спиральных галактик системой вложенных друг в друга массивных эллипсоидов вращения. Их размеры и массы подбирались таким образом, чтобы создаваемый ими гравитационный потенциал теоретически описывал кривые вращения реальных звездных систем (Марочник, Сучков, 1984).

В какой-то мере подобные модели передавали наблюдаемую картину вращения спиральных галактик на средних расстояниях от центра. Однако на больших они допускали наличие у галактик массивных «корон» из ненаблюдаемого вещества. А на малых расстояниях, в области глубокого минимума кривой вращения (см. рис. 3), требовали введения дополнительной подсистемы с «отрицательной» массой (Марочник, Сучков, 1984).

Совершенно ясно, что такой способ моделирования галактик не отвечает их физике и годится лишь для математического описания их некоторых наблюдаемых свойств. Например, распределения фотометрической яркости или кривой вращения на отдельных, далеко не всех расстояниях от центра.

Открытые явления струйного истечения (глава 1), наряду с объяснением перечисленных свойств спиральных галактик, предъявляет к распределению в них гравитационного потенциала еще одно важное требование – постоянство радиальной скорости движения струйных потоков на разном удалении от центра звездной системы. В противном случае архимедов характер закрученности спиралей оказывается невозможным.

Модель галактик в виде звездной изотермической сферы легко решает эти проблемы. При этом она не требует ни существования на периферии звездных систем каких-либо «корон» из неизвестного вещества, ни наличия в центре еще более загадочного вещества с отрицательной массой.

Основную массу галактик в данной модели составляют проэволюционировавшие звезды малых масс, недоступные визуальным наблюдениям, но дающие существенный вклад в гравитационный потенциал системы.

3.8 Гравитационный потенциал Галактики

Гравитационный потенциал крупных космических тел, сформировавшихся в результате действия самогравитации и пребывающих в гидродинамическом равновесии, в общем случае может быть представлен разложением в ряд по сферическим гармоникам (Грушинский, 1976):

$$U(R, \varphi, \vartheta) = \frac{GM}{R} \left[1 - \sum_{n=2}^{\infty} J_n \left(\frac{r}{R} \right)^n P_n \sin \varphi + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{r}{R} \right)^n P_{nm} \sin \varphi (C_{nm} \cos m\vartheta + S_{nm} \sin m\vartheta) \right] \quad (3.28)$$

где R , φ и ϑ – сферические координаты точки наблюдения; G – гравитационная постоянная; M и r – масса и средний радиус тела; P_n – полиномы Лежандра n -го порядка; $P_{nm} \cdot \sin \varphi$ – присоединенные сферические функции; J_n , C_{nm} , S_{nm} – постоянные коэффициенты, характеризующие форму и распределение массы тела.

Эта формула хорошо апробирована в первую очередь для Земли и других планет Солнечной системы. Однако она вполне пригодна и для описания распределения гравитационного потенциала звезд, а также Галактики в физической модели звездной изотермической сферы. В последнем случае в выражении (3.28) следует принять $R = r$. Если ограничиться рассмотрением галактической плоскости ($\vartheta = 0$), для которой имеются наиболее надежные данные наблюдений, то пространственная и угловая переменные разделяются: $U(R, \varphi) = u(R) \cdot \psi(\varphi)$. В таком виде формула (3.28) позволяет высказать некоторые соображения о распределении гравитационного потенциала в спиральной плоскости нашей и других звездных систем на разных расстояниях от их центра.

Ядерный диск. В модели изотермической сферы быстро вращающийся диск из газа и пыли возможен лишь в центре сингулярной зоны галактик, где распределение звезд отличается от квадратичного закона (3.23). Поэтому радиус диска $R_d \approx 600$ пк, откуда берут начало струйные потоки, определяет в нашей Галактике зону сингулярности ее изотермического ядра.

Имеются основания полагать, что ответственность за струйное истечение газопылевого вещества берет на себя функция $\psi(\varphi)$. Функция эта периодическая, вероятно, контролируемая вращением диска с периодом $T_d \sim 50$ млн. лет. В соответствии с представлениями Дж. Джинса (Jeans, 1929),

она вполне может быть связана с основными модами колебаний самого диска: дипольной в нашей Галактике и квадрупольной в галактике М 31.

Изотермическое ядро. Изотермической в полном смысле этого слова является не вся центральная область галактик, а только та ее зона, для которой формулы (3.23) и (3.24) выполняются достаточно строго. Этому условию отвечает интервал расстояний между ядерным диском системы, откуда истекают струйные потоки, и центральным кольцом, где берут начало логарифмические спирали. Судя по данным рис. 1 и 5, радиус изотермического ядра у нашей Галактики и у М 31 почти одинаков и составляет ~4 кпк.

В пределах собственно изотермической зоны величина гравитационного потенциала перестает зависеть от расстояния до центра системы:

$$U(R) = \frac{GM(R)}{R} = \text{const} \cdot \quad (3.29)$$

При движении в таком поле звезды не меняют своей скорости ни по величине, ни по направлению. Функция распределения их по скоростям носит строго максвелловский характер, а круговые движения звезд запрещены. В результате тангенциальные скорости на кривой вращения галактик (см. рис. 3) в этом интервале расстояний снижаются практически до 0.

Прямым следствием указанного эффекта является существование на расстоянии $1 \text{ кпк} \leq R \leq 4 \text{ кпк}$ от центра Галактики «дыры» в ее газовом диске, характеризующейся почти полным отсутствием нейтрального газа (Марочник, Сучков, 1984; Физика галактик, 1986).

Область за пределами ядра. За пределами изотермического ядра, где показатель степеней при R в формуле (3.23) становится больше 2, гравитационный потенциал системы с удалением от центра системы начинает уменьшаться, и в галактике становятся возможными круговые движения звезд.

В области, примыкающей к изотермической зоне с внешней стороны, потенциал $U(R)$ может быть представлен формулой (2.5). Численные значения коэффициентов c_i в этой формуле в процессе эволюции Галактики меняются. Однако поскольку эти изменения, как мы показали для фанерозоя, весьма малы, будем считать эти коэффициенты постоянными величинами.

Наша модель позволяет по вычисленным параметрам солнечной орбиты установить распределение гравитационного потенциала Галактики в интервале расстояний 6.5–13.6 кпк от ее центра. В соответствии с формулами, приведенными в главе 2, постоянные коэффициенты c_1 и c_2 в разложении $U(R)$ связаны с параметрами солнечной орбиты следующим образом:

$$c_1 = \frac{L^2}{p} \quad \text{и} \quad c_2 = \frac{1}{2}(1 - \zeta^2) L^2. \quad (3.30)$$

Подставляя в эти формулы численные значения величин $\zeta = T_\phi/T_R = 0.892$, $p' = \zeta^2 p = 8.9 \text{ кпк}$, $L = V_0 R_0 \cos \beta = 7.25 \cdot 10^{29} \text{ см}^2/\text{с}$ и полагая, что вели-

чина R в формуле (2.5) выражена в парсеках, будем иметь $c_1 = 4.95 \cdot 10^{14} \text{ (см/с)}^2 \text{ пк}$ и $c_2 = 4.4 \cdot 10^{20} \text{ (см/с)}^2 \text{ пк}^2$.

Масса Галактики в пределах радиуса солнечной орбиты составит

$$M_G = \frac{c_1}{G} = 1.14 \cdot 10^{11} M_\odot. \quad (3.31)$$

Величина массы Галактики M_G получилась ниже, чем в модели без вращения линии апсид орбиты Солнца. Это лучше согласуется с литературными данными $(1.0\text{--}1.4) \cdot 10^{11} M_\odot$, чем для упрощенной модели.

Из расчета следует, что на удалении Солнца ($R_0 = 10 \text{ кпк}$) от галактического центра вклад третьего члена в распределение гравитационного потенциала Галактики составляет $\sim 1\%$ вклада второго.

Постоянный член c_0 в формуле (2.5) на солнечную орбиту непосредственного влияния не оказывает. Тем не менее, он характеризует центральную массу нашей звездной системы, включая «темную материю» Галактики.

Величина c_0 может быть рассчитана двумя способами. Во-первых, как

$$c_0 = \frac{c_1}{R_0} = 4.95 \cdot 10^{14} \text{ (см/с)}^2, \quad (3.32)$$

и, во-вторых, с помощью выражений (3.13), (3.25) и (3.27) по формуле

$$c_0 = \frac{2}{3} \bar{V}^2 = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ (см/с)}^2. \quad (3.33)$$

В пределах ошибки в 10% оба способа дают близкую величину этого коэффициента, что повышает доверие к нашим вычислениям.

Таким образом, распределение потенциала в экваториальной плоскости на расстоянии 6.5–13.0 кпк от центра Галактики приобретает вид:

$$U(R) = 4.45 \cdot 10^{14} \left[1 + 1.1 \times 10^{-4} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-1} + 9.9 \times 10^{-7} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2} + \dots \right] \text{ (см/с)}^2. \quad (3.34)$$

Поскольку коэффициенты в формуле (3.34) определены через параметры солнечной орбиты без учета случайных возмущений со стороны объектов струйных потоков и спиральных рукавов, а также влияния эволюции Галактики, то данная формула описывает усредненный, а точнее эффективный гравитационный потенциал нашей звездной системы.

Несмотря на свою приближенность, формула (3.34), тем не менее, позволяет решить, по крайней мере, две проблемы принципиальной важности.

Во-первых, она открывает возможность вычислить орбиту Солнца, хорошо объясняющую с позиций галактоцентрической парадигмы, как эпохи массового вымирания биоты, так и времена других важнейших геологических событий в истории Земли, что ранее безуспешно пытались сделать на основе других физических моделей Галактики (см. далее главу 6).

И, во вторых, объяснить тот факт, что струйные потоки разных спиральных галактик (см. главу 1) закручены в одинаковые спирали Архимеда.

Все дело в том, что скорость радиального движения объектов струйных потоков с расстоянием от центра галактик хотя и постепенно замедляется, но крайне слабо. Так, согласно формуле (3.34), на удалении $R_0 = 10$ кпк от центра Галактики величина такого замедления составит

$$\ddot{R} = \frac{dU}{dR} \Big|_{R_0} = -1.6 \cdot 10^{-17} \text{ км/с}^2 \quad (3.35)$$

Полагая, что значение (3.35) может быть экстраполировано вплоть до видимой границы Галактики на расстоянии $R_m \sim 30$ кпк от центра, найдем, что за время достижения объектами струйных потоков этой границы их скорость уменьшится на величину

$$\Delta V = \ddot{R} \frac{R_m}{V_s} \sim 50 \text{ м/с} \quad (3.35)$$

Эта величина много меньше скорости струйных потоков $V_s = 300$ км/с. Поэтому такое замедление практически не скажется ни на параметре закрученности спиралей Архимеда (см. рис. 2), ни на показателе экспоненциального уменьшения в них числа ОВ-ассоциаций (см. рис. 11).

3.9. Новый взгляд на физическую природу галактик

До наших исследований модель звездной изотермической сферы использовалась лишь при описании шаровых звездных скоплений. Для объяснения свойств галактик она, однако, не находила применения. Смущало три обстоятельства. Во-первых, наблюдаемое распределение ярких звезд в эллиптических и особенно в спиральных галактиках не сферично. Во-вторых, вследствие интенсивного разрушения звезд в ядре, здесь может возникнуть «черная дыра», что резко сократит время жизни галактик. И, наконец, третья причина состоит в том, что системы с массой галактик достигают равновесия за время, большее общепринятого возраста Вселенной.

Учет явления струйного истечения устраняет эти преграды. Выясняется, что модель изотермической сферы пригодна как для шаровых звездных скоплений, так и для спиральных галактик. Только вот те объекты, которые мы называем спиральными галактиками и о природе которых судим по распределению в них молодых ($t \leq 10^8$ лет) звезд высокой светимости оказываются иными, меняясь до неузнаваемости.

Это не плоские диски из звезд с большим или меньшим утолщением в центре, по которым бегут спиральные волны плотности (Физика космоса, 1986). А гигантские сферические звездные системы, переживающие состояние повторного (Марочник, Сучков, 1984) звездообразования. Состоят они в основном из старых давно проэволюционировавших звезд, очень слабо

проявляющих себя в излучении. При этом фактический размер галактик не ограничивается их центральной зоной радиусом $R \approx V \cdot t \leq 30$ кпк, в которой сосредоточены молодые яркие звезды, а простирается в десятки раз дальше этого расстояния. Так что Солнце находится не на краю Галактики, а почти в самом ее центре.

Все классифицированные Хабблом галактики (см. рис. 10), независимо от их типа, массы и стадии эволюции, пребывают в состоянии квазидинамического равновесия, обладают близким к сферическому распределению звездной плотности и отличаются лишь морфологией области интенсивного звездообразования. У эллиптических галактик наиболее молодые звезды сосредоточены в центре системы, у спиральных галактик – в их ветвях.

Эволюция галактик сопровождается перемещением их вдоль Хаббловской последовательности типов в направлении от E к S. Эти изменения обусловлены неустойчивостью звездных систем и вызваны уменьшением числа и общей массы звезд изотермической сферы, вплоть до ее полного расформирования – стадия «неправильных» галактик. На стадии эллиптических галактик сжатие системы происходит без существенной потери ею центральной массы. Спиральные стадии, наоборот, отличает очень высокий темп выноса газопылевых продуктов распада звезд из центра системы струйными потоками. Промежуточное состояние (тип S0) соответствует стадии накопления в системе газа и пыли и формирования у нее газопылевого диска.

По мере перехода от эллиптических галактик к спиральным масса галактик в среднем убывает, а их угловой момент растет (рис. 26).

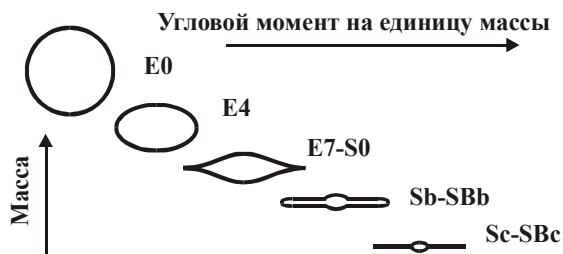


Рис. 26. Диаграмма Арпа

Строение и характер эволюции галактик определяют пять основных процессов: 1) перемешивание траекторий звезд в совокупном гравитационном поле (релаксация), 2) изотермическое сжатие центральной области системы (коллапс), 3) разрушение звезд в ядре с накоплением их продуктов распада в центральном диске (поглощение), 4) удаление газопылевого вещества струйными потоками, и 5) образование из газа и пыли при их распространении в галактической плоскости новых поколений звезд (звездообразование).

На примере Галактики мы видим, что соотношение характерных времен этих процессов таково, что разрушение звезд в центре с последующим удалением продуктов их распада струйными потоками, с одной стороны, предохраняет систему от быстрого коллапса, а с другой – компенсируется ее другими звездами, которые стягиваются к центру.

Одновременно молодые звезды, рождающиеся в галактической плоскости, переходят в ядро и окружающий его балдж. В спиральных галактиках это приводит к возрастной стратификации молодых звезд относительно галактической плоскости и придает распределению в них более старых звезд форму эллипсоида вращения. Для самых старых звезд распределение становится полностью сферически симметричным (Огородников, 1958).

Наша Галактика – это типичная спиральная звездная система, классифицируемая по Хабблу как SBb. Ее спиральную структуру формируют четыре логарифмические ветви, взаимодействующие с двумя струйными потоками. Радиус изотермического ядра Галактики составляет 4 кпк. Тогда как радиус всей системы ~ 100 кпк, а ее масса превышает $10^{12} M_{\odot}$ (Рубин, 1983).

За последние 5 млрд. лет в галактическом ядре переработана в пыль и газ масса звезд $\geq 4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Это привело к уменьшению массы звездной системы на $\sim 15\%$. Большая часть этого вещества давно покинула пределы Галактики, меньшая вошла в состав ее новых поколений звезд и еще меньшая в форме газа и пыли присутствует сегодня в ее спиральных рукавах.

До превращения в спиральную наша Галактика имела размеры и массу никак не меньше современных. Формирование такой системы и установление в ней равновесного распределения звезд, согласно модели изотермической сферы, требует времени более 100 миллиардов лет. Поэтому возраст Галактики должен превышать указанное значение.

Аналогичный вывод следует и из других данных. Учитывая, что при массе $\sim 10^{12} M_{\odot}$ Галактика ежегодно теряет со струйными потоками $\sim 10 M_{\odot}$ вещества, время ее существования должно быть ~ 100 млрд. лет. Такой же возраст по порядку величины имеет и галактика М 31.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В главе получено, по крайней мере, два результата первостепенной важности: один для геологии, а второй – астрономии. В геологии таким результатом явилось установление факта, что с момента образования Солнце неоднократно взаимодействовало с массивными объектами струйных потоков, предположительно плотными звездными скоплениями. О чем ранее не было известно. Некоторые следствия этих взаимодействий для эволюции Земли и в целом Солнечной системы обсуждаются в главах 6, 7 и 8.

Наиболее важным для астрономии является пересмотр существующей картины Вселенной и природы ее основных образующих элементов – галактик. Эти представления сложились в начале прошлого века, и ныне уже не

удовлетворяют всей совокупности накопленных эмпирических фактов. Проблема «темной материи» и другие обсуждавшиеся нами не решенные вопросы физики галактик служат наглядным тому подтверждением.

Главный наш вывод заключается в том, что галактики представляют собой спонтанно возникающие и распадающиеся сгущения звезд и газа, неравномерно заполняющих доступную изучению часть Вселенной.

Так что Вселенная состоит не из неизвестного науке вещества, а обычных звезд, газа и пыли. Это заключение отнюдь не ново. Такие представления считались общепринятыми еще лет двадцать – тридцать назад.

Новым в этой картине Вселенной является то, что ядра галактик в ней играют роль своеобразного «молоха», перемалывающего преимущественно старые, а потому невидимые звезды в газ и пыль. Причем не только перемалывающего, но, что не менее важно, создающего вместо них новые поколения звезд. Выбрасывая затем их вместе с газопылевой материей во внутреннее и межгалактическое пространство, галактики тем самым «омолаживают» Вселенную, поддерживая в ней постоянный круговорот вещества.

Последний вывод не совместим с гипотезой рождения галактик в космологическом взрыве. Заметим, что против этой гипотезы в свое время выступили такие авторитеты, как лауреат Нобелевской премии Х. Альвен (1978), Дж. Бербидж и Ф. Хойл (1992), В. Троицкий (1995).

Следует заметить, что этот пример, когда геологические факты заставляют усомниться в правильности представлений об окружающем нас космическом мире, формируемых физическими науками, далеко не единичный. Так в свое время Г. Гельмгольц, предложив теорию (1834) о выделении звездами энергии за счет гравитационного сжатия, полагал, что время образования Солнца и планет не более 20 млн. лет. Позднее У. Томпсон (лорд Кельвин) довел это время до 100 млн. лет, и эта оценка долгое время считалась общепринятой. В 1940-ые годы в результате измерений возраста пород и метеоритов изотопными методами и открытия термоядерных реакций в недрах звезд возраст Солнечной системы пришлось существенно увеличить.

Тем более требует пересмотра возраст Вселенной, который в гипотезе космологического взрыва равен 13.7 млрд. лет. Вряд ли можно согласиться и с другими выводами этой гипотезы, основанной по существу на ошибочных представлениях о галактиках. Ускорение космической плазмы до релятивистской энергии электромагнитным полем галактик ставит под сомнение исключительно космологическую интерпретацию их красных смещений. Данный вопрос специально обсуждается нами в главе 12.

Возвращаясь к тематике наших исследований, перейдем теперь к изучению явления струйного истечения с несколько иных позиций. В следующем разделе книги нами анализируются некоторые процессы в Солнечной системе и на ее планетах, инициируемые струйными потоками Галактики.

II. СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА

ГЛАВА 4

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОМЕТ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

Мы все знаем, что тепло, которое получает Земля от лучей Солнца, является в самой большей степени, лишь третью, если не меньше, количества, получаемого ею непосредственно от метеоров.

Письма Махатм

В предыдущих главах неоднократно отмечалось, что наряду со звездами и газопылевыми облаками в струйных потоках Галактики присутствуют также кометы. Именно с падениями на Землю комет (Urey, 1973), причем комет галактических, мы связали (глава 2) резкое повышение смертности на нашей планете живых существ в периоды пребывания Солнечной системы в струйных потоках и в областях звездообразования галактических рукавов.

Но что представляют собой галактические кометы как физические объекты? Да и что вообще о них можно сказать? Ведь последний раз Солнце находилось в потоке галактических комет в период $0.6 \div 5$ млн. лет назад, и потому в настоящее время астрономическими средствами они визуально обнаружены быть не могут. Те же кометы, которые сегодня наблюдаются (глава 5), образовались уже в самой Солнечной системе и ни о массе, ни о размерах галактических комет по существу ничего не говорят.

В конце 1980-х годов, когда активно разрабатывалась галактическая модель (главы 1–3), в соответствии с общепринятым в то время мнением (Delsemme, 1986; Greenberg, 1986; Fernandec, Ip, 1987; и др.), автор полагал, что масса галактических комет составляет $10^{18} - 10^{19}$ г, а диаметр их ядра достигает 10–20 км. Исходя из этих величин, были получены оценки численности галактических комет в струйных потоках. Средняя плотность потока таких комет была оценена величиной $\Phi \sim 2 \cdot 10^{-12}$ комет в год на квадратный километр (Баренбаум, 1990а).

Вместе с тем уже тогда было понятно, что это значение нуждается в более серьезном теоретическом и экспериментальном обосновании. Такое обоснование стало совершенно необходимо после того, когда выяснилось, что указанные параметры галактических комет, как и приведенная выше

оценка средней плотности их потока, вступают в противоречие с имеющимися данными наблюдений.

В главе обоснован подход и разработаны способы детектирования комет струйных потоков Галактики, основанные на анализе кратеров, создаваемых этими телами на поверхности безатмосферных планет Солнечной системы и их крупных спутников, и геологических структур, возникающих при падении этих комет на планеты с атмосферой, в первую очередь Землю.

Мы также приводим результаты изучения характеристик ядер галактических комет данным способом, а также оценки численности комет Галактики, выпадавших на планеты в разные эпохи прошлого.

В основе способа лежит надежное выделение кратеров, образованных галактическими кометами на крупных небесных телах без атмосферы, на фоне кратеров, вызванных падением астероидов и комет Солнечной системы. Для этого использованы отличия кратеров кометного и астероидного происхождения по размерам, морфологическим особенностям строения, функции распределения по диаметрам, местоположению на планете и времени образования.

Способ также позволяет оценить плотность потока комет в струйных истечениях Галактики и получить сведения о распределении таких комет по размерам и о преимущественном направлении их поступления в Солнечную систему. При соответствующем теоретическом обосновании предлагаемый способ может также дать ценную информацию о строении и развитии отдельных планет в последние сотни миллионов лет их эволюции.

4.1. Идея способа детектирования галактических комет

Известно, что при падении на поверхность планет крупных космических тел, какими являются астероиды и кометы, в месте удара возникает кратер, диаметр и глубина которого определяются энергией и массой упавшего тела. При типичной массе космических тел 10^{13} – 10^{18} г образующийся кратер, в зависимости от скорости и плотности ударника, может достигать сотен и даже тысяч километров в диаметре и нескольких километров в глубину (Иванов, 1981; Базилевский и др., 1983; Мелош, 1994).

Идея предлагаемого способа состоит в том, чтобы на основании анализа специфики кратеров, создаваемых галактическими кометами на планетах Солнечной системы и их спутников, судить о массе и размерах ядер таких комет. А по числу возникших астроблем и характеру их распределения на поверхности планеты – о частоте и времени падений комет, а также направлении их поступления из Галактики.

Решение этих задач возможно при выполнении двух требований.

Первое требование предъявляется к планете, используемой для целей детектирования. Планета должна сохранять возникающие на ее поверхности импактные структуры на протяжении периода времени, существенно боль-

шего, или, по крайней мере, соизмеримого интервалу времени между кометными падениями. Так как средний период повторения бомбардировок Солнечной системы галактическими кометами составляет ~25 млн. лет (см. главу 2), время релаксации поверхности планеты должно превышать эту величину. Последнему условию, как мы знаем, вполне удовлетворяют лишенные атмосферы Меркурий и Луна, а также обладающий достаточно разреженной атмосферой Марс, и, в меньшей степени, покрытые ледяными корками галилеевы спутники Юпитера и крупные тела астероидного пояса (Воронов и др., 1986; Шумейкер и др., 1986; Мелош, 1994).

Второе требование предъявляется к методике анализа кратеров. В связи с тем, что наряду с кратерами от галактических комет, на поверхности планет присутствуют также кратеры, вызванные падениями астероидов и комет Солнечной системы, эта методика должна надежно выделять среди всех астроблем именно кратеры, созданные галактическими кометами.

4.2. Идентификация кометных кратеров

Исходя из различий между свойствами астероидных тел и предполагаемыми параметрами ядер галактических комет, можно указать, по крайней мере, четыре критерия, на которых может строиться методика выделения кратеров, созданных галактическими кометами.

Для целей разделения астроблем разного генезиса могут быть использованы: 1) отличия в размерах и строении астроблем, образованных космическими телами с относительно высокой (кометы) и низкой (астероиды) скоростью удара; 2) возможные различия функций распределения по размерам и массам галактических комет и астероидов; 3) специфика расположения на поверхности планеты кратеров различного генезиса, обусловленная разными направлениями падения на планету астероидов и галактических комет; 4) различный характер распределения по времени астероидных и кометных падений.

Обсудим эффективность использования для выделения кратеров, создаваемых галактическими кометами, каждого из этих приемов.

4.2.1. Сепарация кометных кратеров по размерам

Существует ряд формул, позволяющих оценить диаметры возникающих переходных кратеров по кинетической энергии падающего космического тела E , его линейным размерам L и плотности вещества ρ_k . Хотя эти формулы в настоящее время апробированы применительно к случаю падения на планеты лишь астероидных тел, они оказываются также весьма полезными и при оценке диаметра астроблем, образованных падениями галактических комет.

Д. Голтом (Gault, 1972) на основании теоретического обобщения многочисленных экспериментальных данных для кратеров диаметром $D > 0.1 \div 1$ км и пород любого состава предложено выражение:

$$D = 0.27 \rho_K^{1/6} \rho_M^{-1/2} E^{0.28} (\sin \theta)^{1/3}. \quad (4.1)$$

Г. Меллошем (1994) на основе формулы М. Нордайка (Nordyke, 1962) выведена зависимость

$$D = 0.0133 E^{1/3.4} + 1.51 \rho_K^{1/2} \rho_M^{-1/2} L. \quad (4.2)$$

В той же работе с использованием концепции π -групп Шмидта – Холсаппла (Holsapple, Schmidt, 1982) получена формула

$$D = 1.8 \rho_K^{0.11} \rho_M^{-1/3} g^{-0.22} L^{0.13} E^{0.22}, \quad (4.3)$$

где g – ускорение силы тяжести на поверхности планеты, ρ_M – плотность материала поверхности ее вещества. Все значения выражены в единицах системы МКС.

Константы в выражениях (4.1)–(4.3) подобраны с таким расчетом, чтобы в области изменения параметров, где эти формулы справедливы ($\rho_K = 2 \div 8$ г/см³ и скоростей удара тел о поверхность $V \sim n(1 \div 10)$ км/с), все три формулы давали близкие значения D кратера.

Необходимо также отметить, что первая из этих формул получена для Луны, а вторая для Земли. Чтобы выражения (4.1) и (4.2) были справедливыми и для других планет, расчетную величину диаметра кратера следует умножить (Базилевский и др., 1983) на коэффициент $(g_i/g_j)^{-0.165}$, где индексы i и j относятся соответственно к интересующей нас планете и той, для которой эти формулы были получены. Кроме того, в отличие от первого выражения две последние формулы применимы лишь для вертикальных ударов под углом $\theta = 90^\circ$.

Сопоставление точности этих формул на примере удара астероидов разного размера со скоростью 20 км/с о Землю приведены в табл. 9 (Мелощ, 1994).

Таблица 9. Диаметр кратера при отвесном падении астероида на Землю

Диаметр ударника L	Диаметр кратера, км		
	Формула (4.1)	Формула (4.2)	Формула (4.3)
100 м	1.1	2	2.3
1 км	7.6	16	14.00
10 км	53	120	84
100 км	364	975	510

В табл. 10 для сравнения приведены результаты вычислений по тем же формулам диаметров кратеров, возникающих при падении галактических комет на поверхность Марса ($g = 3.62 \text{ м/с}^2$, $\rho_M = 3.0 \text{ г/см}^3$). При расчете предполагалось, что типичная комета струйного потока может иметь массу $m \sim 10^{12} - 10^{18} \text{ г}$ и плотность вещества ядра $\rho_K = 0.1 \div 1.0 \text{ г/см}^3$, а скорость ее удара о поверхность планеты составляет 450 км/с (см. главу 2).

Таблица 10. Диаметр кометных кратеров на Марсе

Параметры кометного ядра			Диаметр кратера, км		
M, г	ρ_K , г/см ³	L, км	Формула (4.1)	Формула (4.2)	Формула (4.3)
10^{12}	0.1	0.267	3.7	12.0	8.1
	1.0	0.124	5.5	12.1	9.4
10^{13}	0.1	0.576	7.1	23.7	14.8
	1.0	0.267	10.4	23.8	17.3
10^{14}	0.1	1.24	13.5	46.6	27.1
	1.0	0.576	19.8	46.8	31.6
10^{15}	0.1	2.67	25.7	91.9	49.8
	1.0	1.24	37.7	92.3	58.0
10^{16}	0.1	5.76	48.9	181.0	91.3
	1.0	2.67	71.9	181.9	106.4
10^{17}	0.1	12.41	93.3	356.7	167.3
	1.0	5.76	136.9	358.6	195.1
10^{18}	0.1	26.73	177.8	702.9	306.8
	1.0	12.41	260.9	706.9	357.7

По данным табл. 9 и 10 видно, что с увеличением энергии и размера упавшего тела величина кратера закономерно растет. Однако установить вид этой зависимости от характеристик ядра кометы не представляется возможным, так как вычисленные по разным формулам диаметры кратеров заметно отличаются. Для формул (4.1) и (4.3) они различаются в два раза, а для формул (4.1) и (4.2) – в три.

Сильные расхождения размеров дают основания полагать, что при расчете кратеров, образованных галактическими кометами, мы выходим за рамки применимости формул (4.1)–(4.3), полученных пересчетом по подобию результатов исследований при более низких скоростях удара и для менее крупных, но более плотных тел.

При столь высокой скорости столкновения с поверхностью, как у галактических комет, важную роль при образовании кратера начинает играть (Vickery, 1986) ударное испарение вещества (кометных льдов). Это обстоятельство учтено формулами (4.1)–(4.3) не в полной мере, что ведет к завы-

шению расчетных диаметров кратеров. Поэтому к цифрам табл.11 следует относиться как к ориентировочным, завышенным оценкам, верным лишь по порядку величины.

Результаты моделирования падений на поверхность Луны мини-комет (Frank et al., 1986; Geates, 1989; Dessler, 1991), обладающих плотностью снега ($0.01\text{--}0.1\text{ г/см}^3$) и размерами $\leq 10\text{--}15\text{ м}$, в какой-то степени подтверждают это предположение. Согласно исследованиям (Roddy, 1980; O'Keefe, Ahrens, 1982; Frank et al., 1986), диаметр возникающего при этом кратера примерно равен размерам мини-кометы, а глубина кратера составляет $\sim 1/4$ его диаметра. Однако переносить эти выводы на галактические кометы было бы ошибочным.

Данные табл. 10 дают основания полагать, что в отличие от мини-комет диаметр кратеров, образованных галактическими кометами, вероятно, не очень сильно зависит от плотности вещества и размеров кометного ядра и, главным образом, определяется массой кометы.

Сравнивая рассчитанные по одним и тем же формулам величины диаметров астероидных и кометных кратеров, находим, что при близких массах астероидов и ядер галактических комет, вторые создают кратеры заметно большего диаметра, чем первые. Поэтому для нас не должно явиться неожиданным то, что кометные кратеры в основной своей массе оказываются крупнее астероидных.

4.2.2. Сепарация кометных кратеров по морфологии

Одним из наиболее важных морфологических свойств ударных структур обычно считают соотношение между глубиной и диаметром кратера. Согласно теории импактного кратерообразования (Мелош, 1994), глубину и диаметр астроблем можно описать близкими по структуре выражениями:

$$H = 2.28 \cdot \left(\frac{\rho_K}{\rho_M} \right)^{2/3} \left(\frac{V}{C} \right)^n L; \quad (4.4)$$

$$D = K \cdot \left(\frac{\rho_K}{\rho_M} \right)^{1/3} \left(\frac{V}{C} \right)^n L, \quad (4.5)$$

где C – скорость звука в материале мишени, $n = 0.58 \pm 0.01$ и K – коэффициенты.

На основании этих формул для соотношения η между глубиной и диаметром кратера будем иметь

$$\eta = \frac{H}{D} \propto \left(\frac{\rho_K}{\rho_M} \right)^{1/3} \quad (4.6)$$

Из формулы (4.6) следует, что относительная глубина кратера η не зависит от скорости V падения космического тела и определяется соотношением плотностей тела и поверхностных пород планеты.

Поэтому при прочих равных условиях кратеры, образованные ударами галактических комет, за счет низкой плотности кометного вещества, оказываются менее глубокими, чем кратеры того же размера, вызванные падением астероидов.

На рис. 27 в качестве примера показано наблюдаемое соотношение η у молодых лунных кратеров (Pike, 1974). Независимо от местоположения кратеров отчетливо выделяются их две популяции: диаметром $D < 15$ км (тип I) и $D > 15$ км (тип II). Первые обладают простым строением и наилучшим образом описываются зависимостью $H = 0.196D^{1.01}$, тогда как вторые характеризуются более сложным строением, имеют центральные горки и пологие склоны. В диапазоне диаметров $11 \text{ км} \leq D \leq 400 \text{ км}$ они следуют зависимости $H = 1.044D^{0.301}$ (Pike, 1977). Глубина кратеров типа I примерно равна 1/5 их диаметра, а у кратеров типа II – меньше. Переход от I ко II типу кратеров не носит монотонного характера, образуя область перекрытия.

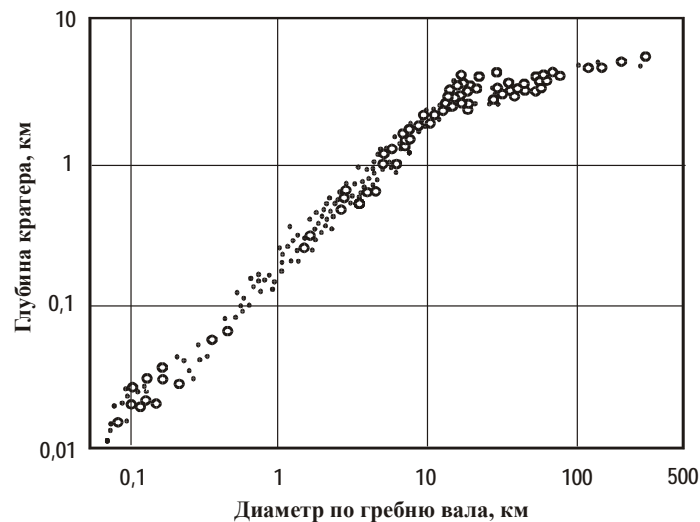


Рис. 27. Отношение глубины к диаметру для молодых лунных кратеров по Р. Пайку (Pike, 1974). Крестики – 74 материковых кратера, точки – 138 морских кратеров

Предложен ряд моделей для объяснения причин изменения строения кратеров с увеличением их диаметра. Однако из-за большой сложности процессов кратерообразования и качественного характера самих моделей эта задача пока не решена. Считается (Мелощ, 1994), что излом зависимости

$\eta(D)$, характерный для крупных импактных структур не только Луны, а также Меркурия, Марса и Земли, вызывается гравитационным обрушением стенок кратеров при превышении некоторого прочностного порога пород.

Предполагая существование на планетах кратеров разного происхождения, наличие двух популяций кратеров и излом зависимости $\eta(D)$ на рис. 27 уже не обязательно связывать лишь с обрушением стенок кратеров. Эти эффекты вполне могут явиться следствиями бомбардировки поверхности Луны двумя разными типами кратерообразующих тел: астероидами и галактическими кометами. При этом простым кратерам I типа следует приписать астероидное происхождение, а более крупным, сравнительно сложным по строению и теоретически трудно объяснимым (Мелош, 1994) кратерам II типа – кометное.

4.2.3. Функция распределения кратеров по диаметрам

Согласно формуле (4.5), распределение импактных кратеров по диаметрам в первом приближении отражает распределение по размерам вызвавших их кратерообразующих тел. Поскольку функции масс астероидов и галактических комет совершенно не обязательно должны совпадать, то в этом случае разными должны оказаться и распределения по размерам образованных ими кратеров.

Подавляющее большинство специалистов полагает (Базилевский и др., 1983; Воронов и др., 1986; Мелош, 1994), что наблюдаемые на поверхности планет кратеры обусловлены падением тел, поступивших в разное время из астероидного пояса. Поскольку интегральное распределение астероидов в широком диапазоне их диаметров хорошо описывается обратной квадратичной зависимостью (Симоненко, 1985):

$$N(D) = AD^{-\beta}, \quad (4.7)$$

где $\beta = 2$ и $A = 10^5$ – коэффициенты, а диаметр астероидов D выражен в километрах, то распределение образованных ими кратеров с $D > 1$ км обычно также аппроксимируют степенной функцией (4.7), у которой, однако, показатель степени β может быть отличен от 2.

Нередко прибегают (Мелош, 1994) к построению так называемого R-графика, характеризующего дифференциальную плотность кратеров на некоторой кратерированной поверхности площадью S в интервале диаметров $dD = D \div \sqrt{2}D$:

$$R(D) = \frac{1}{S} \left[2^{3/4} (\sqrt{2} - 1) \right] \cdot D^2 [N(D) - N(\sqrt{2}D)], \quad (4.8)$$

где $N(D)$ и $N(\sqrt{2}D)$ – число кратеров диаметром $\geq D$ и $\geq \sqrt{2}D$.

Удобство представления распределения кратеров по диаметрам R -функцией состоит в том, что в интервале их диаметров dD эта функция с точностью до множителя 3.65 соответствует геометрической площади, занятой кратерами. При этом если в распределении (4.7) показатель степени $\beta = 2$, то R -функция не зависит от диаметра кратера, а при $\beta < 2$ или $\beta > 2$ она, соответственно, увеличивается и уменьшается с возрастанием D .

На рис. 28 представлены R -графики распределения кратеров диаметром $8 \div 1000$ км на Луне, Меркурии и Марсе (Воронов и др., 1986). На Луне и Марсе R -графики строились отдельно для «континентов», т.е. возвышенных сильно кратерированных участков поверхности планет, и «морей» – молодых и менее кратерированных их участков.

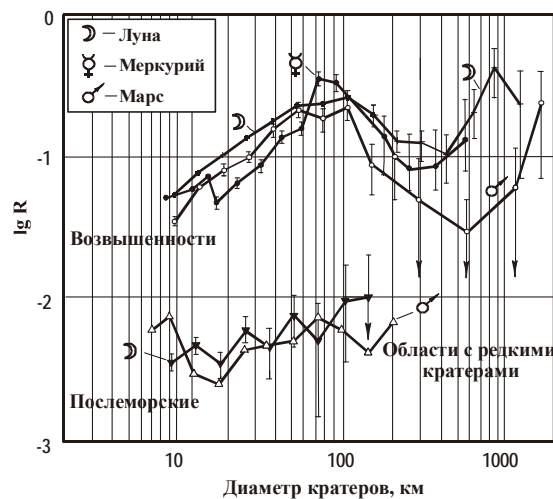


Рис. 28. Распределение плотности кратеров по диаметрам

Мы видим, что численность кратеров на континентах и морях сильно различается. Для кратеров $D \sim 10$ км это различие составляет 10 раз, а при $D \sim 100$ км оно увеличивается до 30. Ощутимые различия в плотности кратеров у разных планет проявляются лишь в области диаметров $D > 400$ км, где плотность кратеров на Луне оказывается в 4–10 раз выше, чем на Марсе.

Кривые $R(D)$ для материков Луны, Марса и Меркурия подобны по конфигурации и близки по числовым параметрам. Аналогичное подобие наблюдается и в распределении кратеров морей Марса и Луны. В пределах точности построения графиков степенной функции отвечают лишь морские кратеры. Для лунных морей и слабо кратерированных участков поверхности Марса функция $R(D)$ в пределах точности фактических данных с увеличением диаметра кратеров, если и растет, то слабо. Для сильно кратерированных материков зависимость $R(D)$ принципиально иная и носит более слож-

ный немонотонный характер. Обращает на себя внимание максимум R-графиков при $D = 60\text{--}100$ км.

Немонотонный характер R-графиков в области $D = 10\div 200$ км для континентов и линейность графиков для морей принято связывать с двумя (Воронов и др., 1986; Мелощ, 1994) или тремя (Юри, 1975) разновозрастными бомбардировками планет космическими телами, частично уничтожавшими следы более ранних падений. Однако попытки А. Воронова и др. (1986) смоделировать эти распределения специальным подбором размеров кратерообразующих тел выглядят искусственными и малоубедительными.

Еще труднее объяснить (Маров, 1981) подобие в распределении кратеров у столь разных небесных тел как Меркурий, Марс и Луна, явно отличающихся геологической историей, силой тяжести на поверхности и удаленностью от астероидного пояса и Солнца.

Основная идея, которая для этого привлекается, связана с возможностью полного насыщения, по крайней мере, материковых участков поверхности планет крупными кратерами. Однако вопрос о степени насыщения планет кратерами (Gault, 1970; Базилевский 1973; Woronov, 1977; Воронов и др., 1986) запутан и пока не решен. В настоящее время, по-видимому, утвердилась точка зрения, что поверхности планет далеки от состояния насыщения кратерами (Мелощ, 1994).

С выводом о одновременном образовании кратеров на морских и континентальных участках поверхности планет можно согласиться, но лишь отчасти. Интерпретация кратерных данных существенно упрощается, если допустить, что большинство кратеров $D > 20$ км образованы не астероидами, а галактическими кометами.

Принимая во внимание, что галактические кометы возникают в спиральных рукавах Галактики и до поступления в Солнечную систему проходят разную «толщину» межзвездного вещества, следует ожидать, что спектр их масс может носить экспоненциальный характер. Поэтому распределение по размерам образуемых этими кометами кратеров будем анализировать не в двойной логарифмической, а в полулогарифмической системе координат.

На рис. 29 приведены зависимости интегрального количества крупных кратеров $N(D)$ размерами более 50 км за вычетом числа кратеров более 200 км в диаметре для Луны, Марса и Меркурия в полулогарифмической системе координат. Графики $N(D)$ построены по данным (Казимиров и др., 1980), как при суммировании кратеров по всей поверхности планет, так и отдельно для их северного (С) и южного (Ю) полушарий.

Все построенные зависимости $N(D)$ хорошо аппроксимируются не степенной, а экспоненциальной функцией распределения

$$N(D) = B \exp(-\lambda D), \quad (4.9)$$

где λ и B – константы.

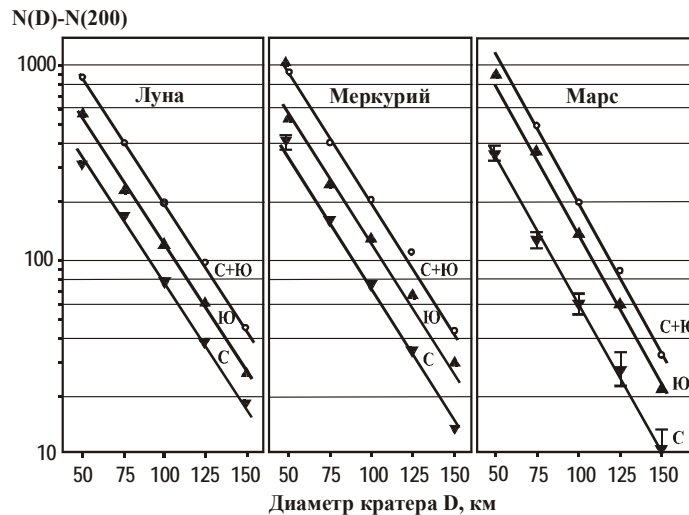


Рис. 29. Интегральные распределения кратеров по размерам для Луны, Меркурия и Марса в полулогарифмической системе координат: С и Ю – северная и южная полусферы, С+Ю – вся поверхность планеты

Как и на рис. 28, обращает на себя внимание сходство распределений кратеров по размерам на Луне, Меркурии и Марсе. Причем в полулогарифмической системе координат это сходство еще выше, чем в двойном логарифмическом масштабе. Подобие планет выражается не только в почти одинаковом наклоне зависимостей $N(D)$ при величине $\lambda = 0.0435 \text{ км}^{-1}$, но и в близости количества кратеров одного диаметра. Южное полушарие у всех планет оказывается кратерировано сильнее, чем северное.

В отличие от рис. 28, интерпретировать графики рис. 29 как результат одновременной бомбардировки континентальных и морских участков поверхности планет астероидами представляется абсолютно невозможным.

Нельзя приписать их действию (Казимиров, 1977) сугубо геологических факторов. Вследствие разного удаления Меркурия, Луны и Марса от Солнца и явно отличных условий их образования и эволюции, трудно даже допустить мысль, что эндогенные процессы на столь разных небесных телах могут так совпасть.

Поэтому, исходя из галактической модели (глава 2), можем с уверенностью утверждать, что все планеты Солнечной системы подвергаются бомбардировкам двух разных популяций кратерообразующих тел. Одна из них, приводящая к экспоненциальному распределению по размерам крупных кратеров на «континентах», представлена галактическими кометами, а вто-

рая, ответственная за распределение кратеров по степенному закону на «морях» – астероидами.

Согласно формулам (4.4)–(4.6), экспоненциальное распределение кратеров Марса, Луны и Меркурия по диаметрам есть следствие экспоненциального распределения ядер галактических комет по размерам

$$N(L) = N(0) \exp \left[-L / \bar{L} \right], \quad (4.10)$$

где \bar{L} – средний диаметр кометного ядра.

Однако установить по распределению кратеров на рис. 28 размеры ядер вызвавших их комет возможно лишь предположительно. Это связано с тем, что точность формул (4.1)–(4.3), на основании которых можно получить такие оценки, весьма низкая. Вследствие этого в зависимости от используемой формулы и принятой в расчетах плотности кометного вещества поперечник кометного ядра \bar{L} может меняться от 0.5 до 5 км (табл. 11).

Таблица 11. Диаметр кометного ядра \bar{L} (км)

Плотность ядра ρ , г/см ³	Номер формулы		
	(4.4)	(4.5)	(4.6)
0.1	5.0±0.2	1.1±0.05	2.6±0.1
1.0	1.55±0.07	0.5±0.02	1.05±0.05

Более определенное заключение о параметрах ρ и \bar{L} кометных ядер будет сделано далее с привлечением других наблюдательных данных.

Падения астероидов и галактических комет происходят независимо друг от друга. Поэтому наблюдаемое на поверхности планет дифференциальное распределение импактных кратеров по размерам, как для всей планеты в целом, так и для произвольно выбранной ее части, может быть описано функцией

$$\frac{dN}{dD} = A_0 D^{-3} + B_0 \exp(-\lambda D), \quad (4.11)$$

где параметры A_0 и B_0 связаны с соответствующими коэффициентами в формулах (4.7) и (4.9) соотношениями $A_0 = 2A$ и $B_0 = \lambda B$.

На рис. 30-а приведено эмпирическое распределение кратеров Марса по диаметрам (Казимиров и др., 1981) и его аппроксимация функцией (4.11). Значения параметров A_0 и B_0 вычислялись разными способами: путем представления этого распределения в виде суммы степенной и экспоненциальной составляющих и суммированием коэффициентов A_i и B_i для распределений кратеров, построенных для разных полусфер и широтных поясов этой

планеты по данным (Казимиров и др., 1981). Во всех случаях величина коэффициентов составила $A = (0.67 \pm 0.02) \cdot 10^6$ и $B = (9.4 \pm 0.2) \cdot 10^3$.

Таким образом, сопоставление разных способов расчета показывает, что их результаты достаточно хорошо сходятся между собой. Это означает, что коэффициенты A_0 и B_0 в формуле (4.11) удовлетворяют свойству аддитивности и, следовательно, кометные и астероидные кратеры не связаны между собой образованием.

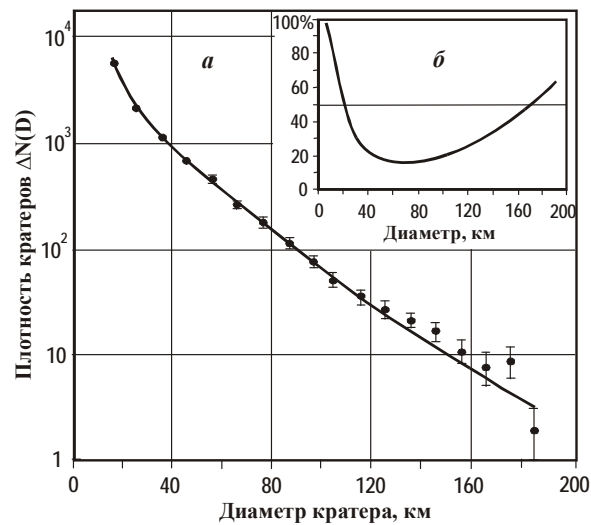


Рис. 30. Дифференциальное распределение кратеров Марса: *a* – точки отвечают числу кратеров в интервале $\Delta D = 10$ км для всей поверхности, кривая – аппроксимация распределения кратеров формулой (4.10) с параметрами $A = 0.67 \cdot 10^6$ и $B = 9.4 \cdot 10^3$; *б* – доля астероидных кратеров в общем числе кратеров данного диаметра. Горизонтальная линия – условие равенства плотностей кометных и астероидных кратеров

На врезке (рис. 30-б) показана зависимость доли астероидных кратеров от общего числа кратеров определенного диаметра. Видно, что при усреднении по всей поверхности Марса в диапазоне $D = 28\text{--}167$ км количество кометных кратеров преобладает. Но за пределами этого интервала число астероидных кратеров становится больше. В этой связи заметим, что соотношение астероидных и кометных кратеров определяется не только выбранным диапазоном их диаметров, но и зависит от возраста кратерированной поверхности, а также ее принадлежности к северному либо южному полушарию планеты.

Учет положения кратеров на планете позволяет повысить надежность выделения кометных кратеров и установить направление прилета образовавших их комет из Галактики.

4.3. Широтный эффект

Под широтным эффектом будем понимать зависимость поверхностной плотности кратеров разного типа от географической широты места. Эта зависимость возникает вследствие падений астероидов и комет под разными углами к оси вращения планеты. Если астероиды падают преимущественно в плоскости эклиптики, то кометы струйных потоков – в плоскости Галактики, которая составляет с эклипкой угол 60° . Поэтому у Луны, Меркурия и Марса, ось вращения которых почти перпендикулярна плоскости эклиптики, максимум плотности астероидных кратеров приходится на экватор, а максимум кратеров, образованных кометами, смещен к южному полюсу.

Обсудим широтный эффект на примере Марса, где он особенно ярко выражен и во многом определяет облик поверхности этой планеты (рис. 31).

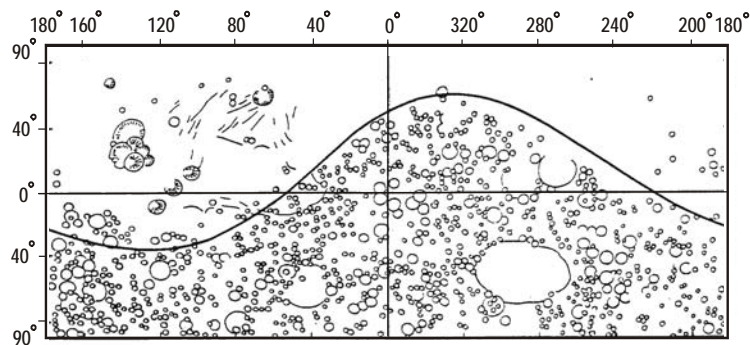


Рис. 31. Положение границы активного и пассивного полушарий Марса (Shaded relief map, 1972). Граница между полушариями получается как след сечения сферической поверхности Марса плоскостью, наклоненной к оси вращения планеты под углом 45° (Казимиров и др., 1981). Пассивное (юго-восточное) полушарие сплошь покрыто кратерами. Активное (северо-западное) полушарие представляет слабо кратерированные равнины

Основные морские и континентальные формы рельефа Марса располагаются по разные стороны резкой границы, делящей планету как бы на две полусферы. Отличия одной полусферы от другой столь разительны, что позволяют даже говорить о существовании у Марса двух разновозрастных полушарий: геологически «пассивного (П)» и геологически «активного (А)».

Рельеф пассивного полушария, характеризуется наличием большого числа кратеров и практически идентичен континентальным областям Луны. В местах с наиболее высокой плотностью кратеров они располагаются или очень близко или даже примыкают друг к другу. В большинстве своем кратеры сильно разрушены. Кратеры в областях с меньшей плотностью находятся в лучшей сохранности и разделены волнистыми межкратерными участками (Казимиров, 1977).

Ведущей формой рельефа активного полушария, являются гладкие равнины с плавными погружениями и поднятиями большой амплитуды. Равнины обычно темнее по цвету, чем окружающая их поверхность, и напоминают лунные моря. Равнины покрыты редкими кратерами сравнительно небольшого размера, а в зоне экватора пересекаются системой каньонов. В активном полушарии находятся все вулканические постройки Марса.

Интересны сведения и о границе между А- и П- полушариями. Эта граница приурочена к резкому перегибу марсианского рельефа с перепадом высот ~4–6 км. Граница четко выражена в виде пояса глыбового хаотического рельефа, который по мере перехода от полусферы П к полусфере А закономерно меняется. Так, если со стороны П- полушария отдельные кратеры пояса лишь нарушаются трещинами, то в центре пояса они выглядят как раздробленные тарелки, а ближе к А-полушарию полностью исчезают, замещаясь нагромождением глыб. Еще далее в сторону активного полушария количество глыб уменьшается, и кратерный рельеф постепенно переходит в гладкие равнины, вообще характерные для активного полушария Марса (Казимиров, 1977).

Качественные различия между полушариями Марса находят количественное отражение и в кратерных данных. В подтверждение этого вывода нами выполнена аппроксимация распределений кратеров Марса по данным (Казимиров и др., 1981) для его разных широтных поясов. Найденные значения коэффициентов A_0 и B_0 , нормированные на площади поясов, приведены в табл. 12. Для широтных поясов 0–30°, 30–60° и 60–90° эти площади принимались соответственно равными (Казимиров и др., 1981): 35947.7, 26317.9 и 9631.1 тыс. км².

Таблица 12. Плотность кратеров Марса в отдельных широтных поясах

Широтные пояса	0 – 30°		30 – 60°		60 – 90°	
	$A_0^* \times 10^{-3}$	$B_0^* \times 10^{-6}$	$A_0^* \times 10^{-3}$	$B_0^* \times 10^{-6}$	$A_0^* \times 10^{-3}$	$B_0^* \times 10^{-6}$
Северное полушарие	13.35	1.49	0.76	1.62	11.42	0
Южное полушарие	15.02	3.38	0.76	4.79	2.08	6.31
Активное полушарие	10.01	1.44	9.88	0.28	3.32	0.45
Пассивное полушарие	9.46	4.09	10.64	5.12	0.21	6.31

Величины коэффициентов $A_0^* = A_0/S$ и $B_0^* = B_0/S$ для разных широтных интервалов показаны также на рис. 32. Видно, что в зависимости от широты места значения коэффициентов A_0^* и B_0^* закономерно меняются. Коэффициент A_0^* , образуя «плато» в экваториальной области планеты, резко снижается к ее П- и А-полюсам. Плато для распределения кратеров вдоль оси Ю–С выше, чем для распределения вдоль оси П–А, но само плато в два раза уже. При этом коэффициент A_0^* в первом случае достигает своего ми-

нимума на широтах $\Delta\varphi = \pm 30-60^\circ$. Можно отметить и некоторую асимметрию обоих распределений, вызванную более высокой плотностью астероидных кратеров у северного полюса планеты по сравнению с южным.

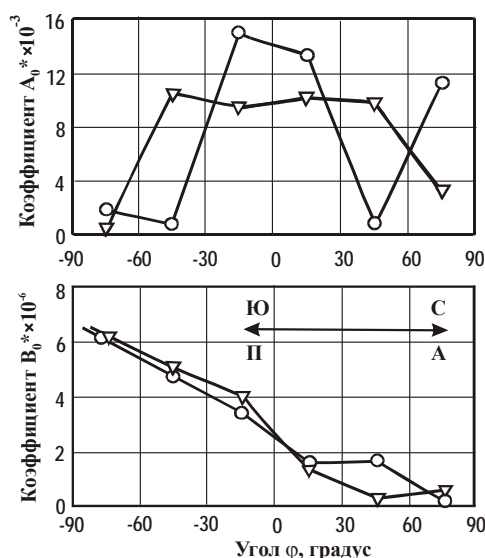


Рис. 32. Величины параметров A_0^* и B_0^* для отдельных широтных поясов Марса вдоль осей Ю–С (кружки) и П–А (треугольники). Стрелка – положение полюсов.

Симметрия коэффициента $A_0^*(\varphi)$ вполне объяснима тем, что кратеры со степенным распределением по размерам исключительно образуются в результате падения астероидов. Эти тела падают преимущественно в плоскости эклиптики и, в силу малого угла наклона оси Марса к эклиптике ($25^\circ 12'$), наиболее высокая плотность их кратеров приходится на экватор.

В отличие от коэффициента A_0^* величина коэффициента B_0^* , характеризующего плотность кометных кратеров, достигает максимума у южного полюса Марса и затем плавно снижается к северу. Общий характер зависимости $B^*(\varphi)$ согласуется с предположением, что активное полушарие Марса в значительной мере утратило следы былой кометной бомбардировки, в то время как пассивное полушарие их сохранило.

Граница, делящая Марс на А и П-полушария, заставляет предположить, что галактические кометы преимущественно падали на Марс в направлении, перпендикулярном плоскости этой границы. Данный вывод подтверждается также морфологией самой границы. Так, если кометы действительно бомбардировали планету со стороны ее пассивного полушария, то в области границы они должны были падать по касательной к поверхности Марса.

Из результатов физического моделирования следует, что падения космических тел под малыми углами к поверхности должны вызывать образование не воронок, а вытянутых желобов и приводить к выбросу обломочного материала преимущественно в сторону своего движения (Мелош, 1994). Именно это и наблюдается на Марсе. Создаваемый выбросами глыбовый рельеф расположен как раз в активном полушарии Марса, а со стороны пассивного полушария его нет (Казимиров, 1977).

Таким образом, разные полушария Марса отличаются не только плотностью кратеров, но и их распределениями по диаметрам. Особенно заметны эти различия для полюсных $\Delta\varphi = 60^\circ\text{--}90^\circ$ сегментов планеты (рис. 33).

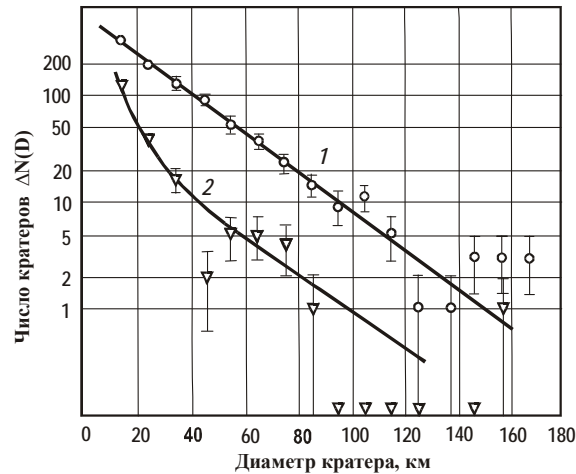


Рис. 33. Распределения кратеров в полярных зонах пассивного (1) и активного (2) полушарий Марса

Мы видим, что в полюсной области пассивного полушария планеты распределение кратеров по диаметрам носит экспоненциальный характер с величиной коэффициента $\lambda = 0.043445$, т.е. практически полностью определяется кометной составляющей. В то же время у полюса активного полушария Марса существенно преобладает степенная составляющая, обусловленная падением астероидов.

Если построить те же распределения в виде R-графиков в двойном логарифмическом масштабе, то получим зависимости (рис. 34). На рис. 34 также показана функция распределения кратеров для северной полярной области Марса. Согласно данным табл. 12 в этой области марсианской поверхности практически все кратеры имеют астероидное происхождение.

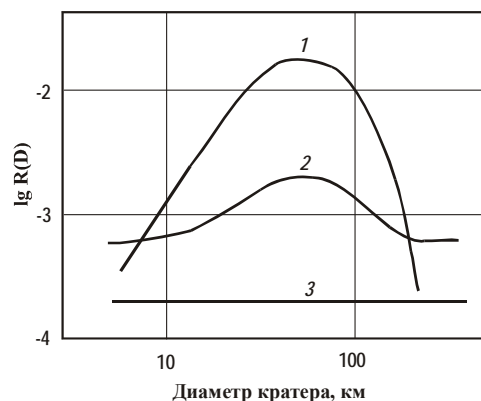


Рис. 34. R-графики, аппроксимирующие распределения кратеров на рис. 32 в полюсных зонах пассивного (1), активного (2) и северного (3) полушарий Марса

Кривые 1 и 2 на рис. 34 хорошо передают поведение R-графиков распределения кратеров материков, а линия 3 – морей на рис. 28 в интервале диаметров 10–200 км. При изменении соотношения плотности кратеров кометного и астероидного происхождения R-функции марсианских материков и морей плавно переходят одна в другую.

Рис. 34 позволяет выявить неточность в построении рис. 28 – все цифры по оси ординат этого рисунка следует сместить на 1 вниз.

Таким образом, приходим к выводу, что немонотонное поведение R-графиков на рис. 28 и 34 отражает не «сложную» эволюцию поверхности Луны, Марса и Меркурия, как сегодня принято думать, а является следствием представления экспоненциальной зависимости (4.9) в двойной логарифмической системе координат.

Разумеется, причина этого заблуждения кроется не в способе представления фактических данных, а состоит в том, что подавляющее число кратеров на материковых участках Луны, Марса и Меркурия имеет не астероидное, а кометное происхождение. Там же, где астероидные кратеры резко преобладают над кометными, а это морские участки, R-графики практически линейны и отвечают обратно квадратичному распределению (4.7) падающих астероидных тел по размерам.

Присутствие на планетах кратеров разного генезиса делает важным вопрос о величине критического диаметра \tilde{D} , начиная с которого кометные кратеры преобладают над астероидными. Значение \tilde{D} найдем с использованием формулы (4.11) из решения уравнения

$$\frac{A}{B} = \tilde{D}^3 \exp(-\lambda \tilde{D}) \quad (4.12)$$

Уравнение (4.12) может не иметь решений, а может иметь один или два корня \tilde{D}_1 и \tilde{D}_2 . В последнем случае кометные кратеры преобладают в диапазоне диаметров $\tilde{D}_1 < D < \tilde{D}_2$, а астероидные за его пределами.

Заметим, что величина второго критического диаметра \tilde{D}_2 нередко достигает значений ~ 150 км и более, когда на процесс образования кратеров сильное влияние оказывают плавление горных пород и излияние магм (Меллош, 1994). В результате этих уже не космических, а скорее геологических процессов, диаметр и глубина астроблем перестают подчиняться соотношениям (4.1)–(4.6), и по морфологии кратеров становится трудно судить о способе их образования. Поэтому при $D > 130$ км формула (4.11) становится менее надежной (см. рис. 30).

Вследствие зависимости параметров A_0^* и B_0^* от φ , величина критического диаметра также является функцией широты места (табл. 13).

Таблица 13. Зависимость критического диаметра \tilde{D}_1 кратеров от широты места

Широтные пояса	$-90^\circ \dots -60^\circ$	$-60^\circ \dots -30^\circ$	$-30^\circ \dots 0^\circ$	$0^\circ \dots +30^\circ$	$30^\circ \dots +60^\circ$	$60^\circ \dots +90^\circ$
Ось А–П	3.4	16.1	16.9	29.1	—	30
Ось Ю–С	7.7	5.9	22.9	34	8.8	—

По данным табл. 13 на Марсе численность кометных кратеров начинает преобладать над астероидными, начиная с величины диаметра ~ 3 –8 км на южном полюсе и ~ 30 км – на северном.

С изменением \tilde{D}_1 меняется и точка излома графика на рис. 27, характеризующая границу перехода от кратеров типа I к более сложному типу II. В этой отнюдь не узкой зоне «перекрывтия» количество кометных и астероидных кратеров примерно равно, и простого правила перехода между их типами для разных планет нет.

4.4. Степень насыщения поверхности кратерами

Один из наиболее нетривиальных результатов рис. 32 состоит в том, что графики $B_0^*(\varphi)$ пассивного и южного полушарий Марса оказываются близкими. Из-за различий в ориентации С–Ю и А–П осей в 45° , следовало ожидать, что число кратеров, по крайней мере, у полюсов П и С будет отличаться в $\cos 45^\circ = 1/\sqrt{2}$ раз. Чего, однако, нет.

Данный факт получает объяснение при предположении, что на высоких южных широтах поверхность Марса полностью насыщена кометными кратерами, а в северном полушарии такого насыщения нет.

Вопрос о степени насыщения кратерами поверхности планет дискутировался в целом ряде работ (Gault, 1970; Базилевский, 1973; Woronov, 1977;

Воронов и др., 1986; Мелош, 1994). В настоящее время, по-видимому, утвердилась точка зрения (Мелош, 1994), что поверхности планет далеки от насыщения крупными кратерами.

Однако с этим выводом никак нельзя согласиться, поскольку он получен без учета падений на планеты галактических комет и к тому же с использованием, на наш взгляд, недостаточно адекватных моделей процесса кратерообразования.

Будем исходить из того эмпирического факта, что при образовании кратера происходит выброс значительного количества пород, которые формируют вокруг воронки сплошной покров выбросов, сглаживающих детали поверхности околократерной зоны. При этом площадь поверхности, покрытая выбросами, оказывается отнюдь не мала. Так, например, для кратеров Луны в диапазоне их диаметров 1.3÷436 км радиус внешней границы сплошного покрова в 2.35 раза превышает радиус астроблемы (Chapman, McKinnon, 1986). На Марсе же он оказывается несколько меньше, составляя ~2 радиуса кратера (Мелош, 1994).

Отсюда следует, что всякий новообразованный кратер, если не уничтожает, то, по крайней мере, сильно нивелирует все близлежащие кратеры на площади, превышающей свою собственную примерно в 4 раза. Поэтому даже для многократно «перепаханной» поверхности планеты, полностью насыщенной кратерами, площади под кратерами и площади, не занятые ими, оказываются сопоставимыми.

Для расчета максимальной величины этого отношения предположим, что на кратерированной поверхности площадью S общая площадь астроблем (включая измененную выбросами околократерную зону) составляет s , где $s < S$. Тогда вероятность того, что среди всех кратеров найдутся такие, которые ни разу не подвергались «стиранию», составит $p_0 = s/S = \sigma$. Вероятность существования кратеров, стертых один раз, будет $p_1 = (s/S)^2 = \sigma^2$, два раза – $p_2 = \sigma^3$, три раза – $p_3 = \sigma^4$ и т.д. Если допустить, что процесс кратерообразования начался давно, и что любая точка поверхности хотя бы раз испытала изменение, то будем иметь:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n = 1 \quad (4.13)$$

В левой части формулы (4.13) стоит геометрическая прогрессия, сумма которой равна $\sigma/(1 - \sigma)$. И, следовательно, $\sigma = 0.5$.

Таким образом, приходим к примечательному выводу, что в состоянии полного насыщения кратерные воронки и околократерные выбросы должны покрывать 50% всей площади поверхности планеты. При этом сами воронки кратеров займут 12.5% этой площади. Поскольку при выводе формулы (4.13) не введено никаких предположений относительно механизма кратерообразования, то наше заключение является общим и не зависит ни от си-

лы тяжести на планете, ни от размеров кратеров, ни от последовательности образования крупных и мелких астроблем, ни от каких-либо иных причин.

Полученный результат дает основания считать, что степень насыщения кратерами – это наиболее универсальная характеристика кратерированной поверхности, которая несет свою смысловую нагрузку. Понятие «степени насыщения» нельзя подменить ни термином «геометрического насыщения» (Мелощ, 1994), ни понятием «равновесия кратеров» (Gault, 1970). Поскольку первый термин обычно относят к некому фиксированному диаметру кратеров, а вторым характеризуют такое состояние поверхности, при котором дальнейшее увеличение плотности кратеров на планете уже невозможно, и каждый вновь образующийся кратер в среднем уничтожает один старый.

Вместе с тем в условиях одновременного образования кратеров кометами и астероидами адекватно отразить ситуацию с помощью одного лишь понятия «степень насыщения» нельзя. Поскольку даже при 100%-ном насыщении поверхности астроблемами, их распределение по диаметрам будет различным в зависимости от соотношения кометных и астероидных кратеров и скоростей их образования.

Для иллюстрации этого вывода в табл. 14 приведены результаты вычислений доли поверхности Марса, занятой астероидными (σ_A) и кометными (σ_B) кратерами в разных широтных поясах. Расчеты выполнялись с использованием данных табл. 12 по формулам:

$$\sigma_A = \pi A * \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 \frac{dD}{D^3} = \pi A \ln \left(\frac{D_{\max}}{D_{\min}} \right); \quad (4.14)$$

$$\sigma_B = \pi B * \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 e^{-\lambda D} dD = -\pi B \left\{ \frac{D^2}{\lambda} + \frac{2D}{\lambda^2} + \frac{2}{\lambda^3} \right\} e^{-\lambda D} \Big|_{D_{\min}}^{D_{\max}}, \quad (4.15)$$

где D_{\min} и D_{\max} – диаметры минимального и максимального кратеров.

Таблица 14. Доля поверхности под кратерами от астероидов и комет

$\Delta\phi$	-90°... -60°	-60°... -30°	-30°... 0°	0°...+30°	30°...+60°	60°...+90°
σ_A	0.035 0.003	0.013 0.177	0.250 0.158	0.222 0.167	0.013 0.165	0.190 0.055
σ_B	0.483 0.483	0.366 0.392	0.259 0.313	0.114 0.110	0.124 0.022	— 0.034
$\sigma_A + \sigma_B$	0.518 0.487	0.379 0.569	0.509 0.470	0.336 0.277	0.137 0.186	0.190 0.090

Примечание. Верхний ряд цифр соответствует распределению кратеров в широтном направлении Ю–С, нижний – в направлении П–А.

Пределы интегрирования в этих формулах вводятся искусственно, поэтому важно знать сколь сильно значения D_{\min} и D_{\max} влияют на величины

σ_A и σ_B . Изучение этого вопроса показало, что при вариации диаметров D_{\min} и D_{\max} в интервале $1 \text{ км} \leq D_{\min} \leq 10 \text{ км}$ и $200 \text{ км} \leq D_{\max} \leq 1000 \text{ км}$ σ_A меняется не более чем на 50%, а σ_B остается постоянным на уровне 2% отн. Учитывая слабое влияние пределов интегрирования на конечный результат, значения D_{\min} и D_{\max} были приняты 5 и 300 км.

Доля поверхности Марса, измененная кратерами, как функция широты места представлена также на рис. 35.

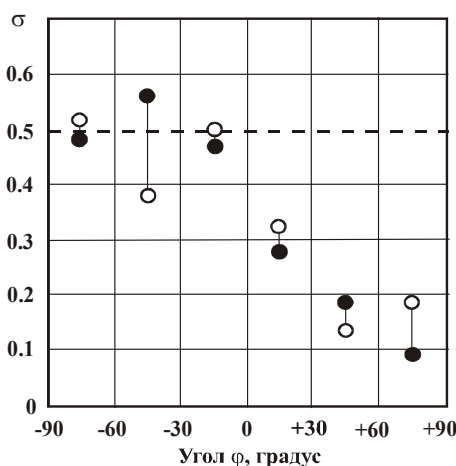


Рис. 35. Степень насыщения кратерами отдельных широтных поясов Марса вдоль оси С-Ю (светлые кружки) и оси П-А (черные кружки): штриховая линия – теоретический предел

Расчеты показывают, что в южном и пассивном полушариях площадь поверхности Марса, занятая кратерами и выбросами из них, действительно близка 50%. Однако при переходе в северное и активное полушария Марса степень насыщения кратерами закономерно снижается, достигая минимума на полюсе активного полушария.

При этом, если в южном полушарии эффект насыщения кратерами в основном создают галактические кометы, то в экваториальной зоне Марса площади под кометными и астероидными кратерами сопоставимы, а в активном, ненасыщенном кратерами полушарии, кратеров астероидного происхождения больше, чем кометных.

Вывод о предельном насыщении кратерами кометного происхождения южного полушария Марса с полным основанием может быть перенесен на Луну и Меркурий (см. рис. 28 и 29), которые характеризуются идентичным с Марсом распределением астроблем по диаметрам.

Так как плотность астроблем на Марсе, Луне и Меркурии в основном определяется их южным, насыщенным кратерами полушарием, то при отне-

сении числа кратеров ко всей поверхности этих небесных тел, средние значения плотности кратеров оказываются близкими (см. рис. 29).

Именно в этом состоит ответ на давно поставленный парадоксальный вопрос (Маров, 1981), почему у разных по размерам, массе, геологическому строению и положению в Солнечной системе небесных тел насыщение поверхности кратерами почти одинаково.

В отличие от южного полушария плотность кратеров северного полушария у всех планет не достигает насыщения. Причем насыщенность кратерами этого полушария у Луны и Меркурия примерно совпадает, а у Марса (см. рис. 29) она в ~ 1.5 раза ниже.

Более низкая по сравнению с другими планетами степень насыщения кратерами северного полушария Марса может быть связана как с частичным поглощением галактических комет в марсианской атмосфере, так и с относительно малым временем тектонической релаксации поверхности активного полушария этой планеты.

Рассмотрим сначала более детально первую из этих причин.

4.5. Кратеры на планетах с атмосферой

Примерами планет, характеризующихся достаточно плотной атмосферой, в первую очередь могут служить Земля и Венера.

Нет никаких сомнений в том, что по сравнению с другими планетами поверхность Земли изучена лучше всего. Однако в отношении кратеров ситуация поразительна. Если на крупных небесных телах без атмосферы выявлены десятки тысяч астроблем диаметром более 10 км, то на Земле таких кратеров на начало 1990-ых годов насчитывалось лишь 77. Всего же было обнаружено 189 астроблем (Фельдман, 1987, 1993), которые к тому же из-за плохой изученности большинства регионов и неодинаковой сохранности астроблем в разных геологических и климатических условиях (Масайтис, Машак, 1984) распределены по земному шару крайне неравномерно.

Лучше других исследованы равнинные территории США и Канады (71 кратер всех возрастов и диаметров) и Европы (47). Хуже изучены Австралия (20) и плохо азиатский (26), африканский (17) и южно-американский (9) континенты. Подавляющее большинство известных кратеров имеет фанерозойский возраст, и только 7 крупных астроблем с $D > 20$ км характеризуются более древним временем образования.

На рис. 36 приведено распределение $N(D)$ импактных кратеров Земли фанерозойского возраста диаметром ≥ 10 км, выявленных к началу 1990-ых годов и известных в настоящее время. За последние 20 лет общее число открытых крупных кратеров выросло почти в 2 раза, но их распределение по диаметрам не изменилось. При $D > 70$ км это распределение вполне удовлетворительно аппроксимируется степенной зависимостью (4.7) с показателем степени 2. Для кратеров меньшего диаметра зависимость выполаживается.

Основной причиной эффекта выколаживания является пропуск части мелких кратеров вследствие трудностей их поиска, а также в результате их относительно быстрой денудации в процессах эрозии. При достаточно полном учете наблюдательной селекции зависимость $N(D)$ оказывается единой и степенной, по крайней мере, для кратеров $D = 1$ км (Масайтис и др., 1980).

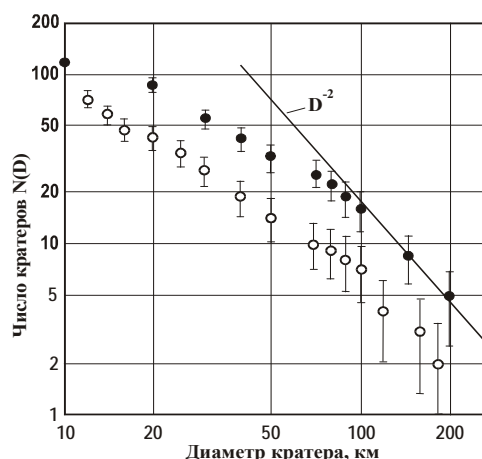


Рис. 36. Интегральное распределение кратеров Земли диаметром более 10 км по данным В.И. Фельдмана: светлые кружки – (Фельдман, 1987, 1993). Темные кружки – неопубликованные данные на начало 2009 года. Прямая линия соответствует обратно квадратичной зависимости

На рис. 37 в полулогарифмическом масштабе сопоставлены плотности распределения кратеров на Луне, Меркурии, Марсе и Земле. Из этого сопоставления с неизбежностью следует вывод, что Земля полностью лишена кометных кратеров. Так, если на Марсе кратеров с $D > 70$ км насчитывается около 200, и они хорошо следуют экспоненциальной зависимости, то все 10 земных астроблем такого же диаметра в пределах статистического разброса хорошо описываются функцией распределения (3.20), указывающей на астероидное происхождение кратеров.

Из сопоставления распределения земных астроблем с распределениями кратеров на Луне, Меркурии и Марсе (см. рис. 29) следует вывод, что Земля в отличие от этих планет полностью лишена кометных кратеров. Так, если на Марсе кратеров $D > 70$ км насчитывается около 200, и они следуют экспоненциальной зависимости, то все 25 земных астроблем того же диаметра в пределах статистического разброса хорошо описываются функцией распределения (4.7), указывающей на астероидное происхождение кратеров.

Аналогичный дефицит крупных кратеров и характер их распределения по размерам наблюдается на Венере, атмосфера которой плотнее земной в

50 раз. Так, на Венере число кратеров с $D > 90$ км равно 12, а самый большой из них Мид имеет диаметр 280 км. Заметим, что число крупных кратеров на Венере и Земле вполне соответствует количеству астероидных кратеров такого же диаметра на Марсе.

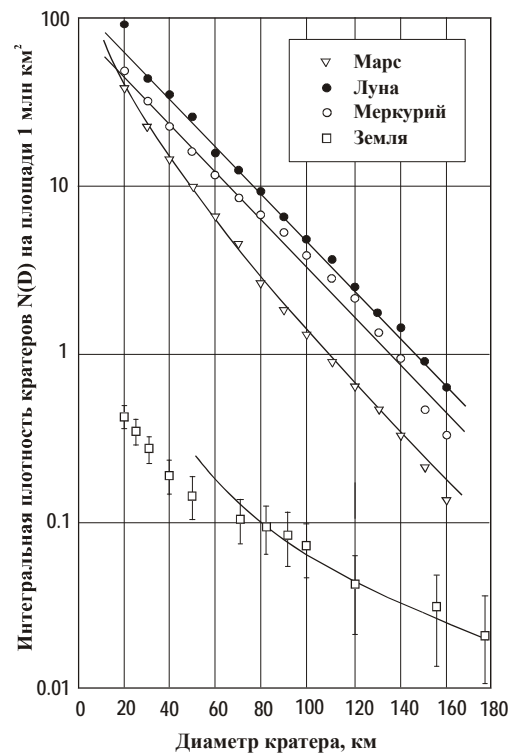


Рис. 37. Интегральные распределения кратеров на Луне, Меркурии, Марсе и Земле по диаметрам. Кривая для Земли соответствует обратной квадратичной зависимости

Объяснить отсутствие кометных кратеров на Земле и Венере их более быстрой тектонической релаксацией по сравнению с Марсом и Луной не представляется возможным, поскольку для астероидных кратеров таких резких различий между этими планетами нет.

Имеющиеся факты позволяют сделать вывод, что наличие у планет достаточно плотных атмосфер является для галактических комет серьезным препятствием. Причем, если у Марса с его сравнительно разреженной газовой оболочкой подавляющее большинство комет все же достигает поверхности планеты и образует кратеры, то у Земли и тем более Венеры практически все кометы разрушаются в атмосфере.

Следуя результатам теоретических работ (Григорян, 1979; Плотников, Шуршалов, 1995; Шувалов, 1999; и др.), можно полагать, что в атмосфере Земли и Венеры хрупкие ядра галактических комет разрушаются, образуя ударную волну, которая, достигая поверхности планет, становится не способной создать сколько-нибудь заметный кратер. Наоборот, представленные твердыми скальными породами крупные астероиды легко преодолевают газовые оболочки планет, и даже если они при этом дробятся, в месте удара их обломков о поверхность возникают легко обнаружимые кратеры и кратерные поля (Мелош, 1994).

4.6. Ослабление потока галактических комет в атмосфере

Присутствие кометных кратеров на Марсе, Луне и Меркурии, а также на Ганимеди и других галилеевых спутниках Юпитера (Воронов и др., 1986; Шумейкер и др., 1986) и полное их отсутствие на поверхности Земли и Венеры накладывают определенные ограничения на размеры и массы ядер галактических комет.

Причины этих ограничений удобно проанализировать с привлечением физической теории абляции космических тел в воздушной оболочке Земли (Бронштэн, 1981). В соответствии с данной теорией, хорошо апробированной для метеоров и болидов (Бабаджанов, 1987), космические тела, входя в плотные слои планетных атмосфер, теряют свою массу и замедляются.

Скорость этих изменений определяется системой соотношений.

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\Gamma A \rho_k V^2}{M^{1/2} \rho^{2/3}}; \quad (4.16)$$

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\Lambda A M^{2/3} \rho_k V^3}{2Y \rho^{2/3}}, \quad (4.17)$$

где V и M – скорость и масса тела, ρ_k и ρ – плотность материала тела и газовой атмосферы планеты; A , Γ и Λ – коэффициенты формы, сопротивления и теплопередачи; Y – эффективная удельная энергия абляции (плавления или испарения) тела.

Из (4.16), (4.17) следует, что потери масса и скорость тела при его торможении в атмосфере связаны зависимостью

$$M = M_0 \exp\left[-\frac{\mu}{2}(V_0^2 - V^2)\right]; \quad \mu = \frac{\Lambda}{2\Gamma Y}, \quad (4.18)$$

где V_0 и M_0 – начальные скорость и масса тела.

Поэтому, если начальная величина M_0 тела не достаточно велика, то на некоторой высоте в атмосфере планеты такое тело полностью прекращает свое существование.

Согласно выводам классической теории (Бронштэн, 1981; Бабаджанов, 1987), минимальная масса тела, которое, не потеряв скорости, достигает поверхности планеты, определяется выражением

$$M = \left(\frac{\Lambda A N \rho_K V_0^2}{6 Y \rho_K^{2/3} \sin \vartheta} \right)^3, \quad (4.19)$$

где H – высота однородной атмосферы; ϑ – угол падения тела.

Если все же тело замедляется до некоторой скорости V , то значение (4.19) должно быть умножено на величину экспоненциального множителя в (4.18). Для типичных метеоров, как показывают наблюдения (Бабаджанов, 1987), это замедление, однако, не велико, и при изменении массы тела в 10 раз его скорость меняется всего на 5%.

На основе формулы (4.19) оценим минимальные массы галактических комет, которые способны образовать кратеры на поверхности Марса и Земли. При решении этой задачи воспользуемся данными работы (Лебединец, 1993), где выполнен аналогичный расчет для случая падения на Марс мини-комет (Frank et al., 1986; Geates, 1989).

Следуя работе В.Н. Лебединца, будем полагать, что абляция ядра галактических комет, главным образом, происходит за счет его плавления и разбрызгивания жидкой пленки. Это позволяет принять $Y = 0.4$ КДж/г. Скорость галактических комет положим $V = 450$ км/с. Другие параметры модели таковы: $A = 1.21$, $\Gamma = 0.54$ и $\Lambda = 0.02$. Примем также: для атмосферы Марса $\rho = 1.05 \cdot 10^{-5}$ г/см³ и $H = 12$ км и для атмосферы Земли $\rho = 1.29 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и $H = 10$ км (Мелош, 1994).

Результаты вычислений для углов $\vartheta = 90^\circ$ (отвесное падение) и 10° (скользящий удар) при плотном $\rho_K = 1$ г/см³ («лед») и рыхлом $\rho_K = 0.2$ г/см³ («снег») составе кометных ядер приведены в табл. 15.

Согласно данным табл. 15, шанс достигнуть поверхности Марса и образовать кратер имеют кометы массой более 10^{13} г при ледяном составе их ядра, и кометы на два порядка большей массы – в случае их существенно меньшей плотности вещества. Для Земли эти критические значения оказываются на пять – шесть порядков больше.

Таблица 15. Массы ядер комет (г), достигающих поверхности Марса и Земли

Тип ядра	Угол θ	Марс	Земля
Лед	90°	$1.65 \cdot 10^{13}$	$1.77 \cdot 10^{18}$
	10°	$3.15 \cdot 10^{15}$	$3.38 \cdot 10^{21}$
Снег	90°	$1.65 \cdot 10^{15}$	$1.77 \cdot 10^{20}$
	10°	$3.15 \cdot 10^{17}$	$3.38 \cdot 10^{23}$

Сопоставляя расчеты с фактическими распределениями кратеров, приходим к заключению, что массы галактических комет, вероятнее всего, лежат в диапазоне $10^{13} \div 10^{18}$ г. Поскольку только в данном случае ядро кометы с большой вероятностью будет проходить через атмосферу Марса и разрушится при прохождении атмосферы Земли. Т.е. будет удовлетворять имеющимся наблюдательным данным – полному отсутствию кометных кратеров на Земле и тем более на Венере и их широкому распространению на Марсе.

4.7. Уточнение параметров кометных ядер

Согласно формулам (4.16)–(4.19), преодолевая атмосферу планет, ядра галактических комет испытывают абляцию и испарение, вследствие чего уменьшаются в диаметре. В случае Земли и Венеры и предполагаемых масс кометных ядер эти потери вещества столь велики, что ядро полностью испаряется еще до достижения кометой поверхности планеты.

Другое дело Марс. Из-за сильной разреженности марсианской атмосферы ядро кометы теряет лишь самый верхний слой вещества. В предположении, что снижение скорости комет в атмосфере Марса мало, на основании формулы (4.19) толщину этого слоя ΔL можно рассчитать как:

$$\Delta L = \frac{\Lambda A \rho_k V_0^2}{9.67 Y \rho \sin \vartheta} \quad (4.20)$$

Очевидно, что при уменьшении размеров кометного ядра происходит и уменьшение создаваемых кометами кратеров. Данный эффект отчетливо проявился на рис. 36, из которого следует, что плотность крупных кратеров на Марсе систематически ниже, чем на безатмосферных Меркурии и Луне.

Для оценки размеров создаваемых галактическими кометами кратеров ранее мы привлекли теоретические модели (4.1)–(4.3). Однако из-за больших различий в результатах применения этих моделей (см. табл. 10), решение вопроса о плотности вещества кометных ядер даже на качественном уровне: снег (~ 0.1 г/см³) или лед (~ 1.0 г/см³) осталось открытым.

При дополнительном учете потерь массы комет в атмосфере Марса эту задачу удастся решить (Vagenbaum, 2003; Баренбаум, 2005).

На рис. 38 приведены интегральные плотности кратеров для пассивного полушария Марса и континентального полушария Луны. Как мы показали ранее, оба эти полушария, в отличие от противоположных полушарий Марса и Луны, полностью насыщены кратерами диаметром $D \geq 10$ км. Причем число кратеров, образованных галактическими кометами, на этих полушариях почти в 100 раз больше, чем созданных астероидами. Так что данные рис. 38 менее искажены падениями астероидных тел, чем рис. 37.

Сопоставление функций распределения кратеров на рис. 38 показывает, что строгое выполнения условий применимости формулы (4.20) не наблюдается. В области малых диаметров на Марсе имеется избыток крате-

ров, говорящий, прежде всего, о дроблении ядер галактических комет в марсианской атмосфере (Adushkin, Nemchinov, 1994; Шувалов и др., 2000).

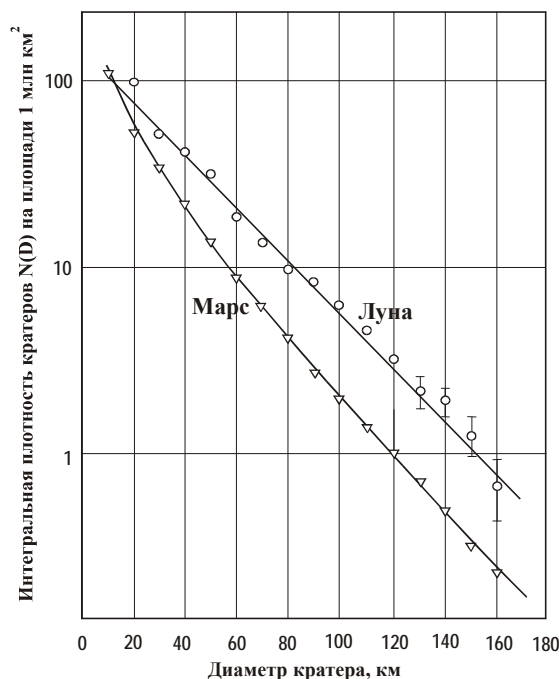


Рис. 38. Интегральные распределения кратеров на пассивном полушарии Марса и континентальном полушарии Луны

Вместе с тем в области диаметров $D \geq 100$ км кратеры, образованные галактическими кометами на Марсе, систематически меньше на величину $\Delta D = 30$ км, чем на Луне. Согласно формуле (4.20) данный эффект может быть вызван уменьшением размера всех кометных ядер в атмосфере Марса на фиксированную величину ΔL . При отвесном падении комет ($\sin \vartheta = 0^\circ$) эта величина для атмосферы Марса ($\rho = 1.05 \cdot 10^{-8}$ г/см³; $H = 12$ км) составит $\Delta L = 320$ м в случае «ледяного» ядра кометы ($\rho_k = 1.0$ г/см³) и $\Delta L = 3.2$ км для кометного ядра из «снега».

Подставляя эти значения в формулы (4.1)–(4.3), связывающие диаметр кратера с параметрами ударяющей кометы, находим, что наилучшим образом соответствует эмпирическим данным формула (4.2). В случае «ледяного» ядра она приводит к уменьшению диаметра кратера на $\Delta D = 25$ км, а в случае «снежного» – на 105 км. Первое значение почти совпадает с разностью диаметров кометных кратеров на Марсе и Луне, а второе выходит за

все разумные пределы. Отсюда, мы вправе сделать вывод, что плотность вещества ядер галактических комет, по всей вероятности, близка 1.0 г/см^3 .

Расчеты по формулам (4.1) и (4.3) согласуются с имеющимися данными хуже. К тому же они дают зависимости $D(L)$, которые при экспоненциальном распределении комет по размерам не приводят к экспоненциальному распределению кометных кратеров по диаметрам на Луне и Меркурии.

Поэтому, взяв за основу модель Г. Мелоша (1994) и принимая во внимание всю совокупность кратерных данных, можно полагать, что плотность вещества галактических комет близка плотности льда, а параметры их ядра варьируют в пределах: $L = 0.1 \div 3.0 \text{ км}$, $m = 10^{12} \div 10^{17} \text{ г}$ и $E_k = 10^{20} \div 10^{25} \text{ Дж}$. Диаметр средней галактической кометы составляет $\bar{L} = 450 \text{ м}$, масса такой кометы $\bar{m} = 5 \cdot 10^{13} \text{ г}$, а ее кинетическая энергия $\bar{E}_k = 5 \cdot 10^{21} \text{ Дж}$.

4.8. Моделирование разрушения галактической кометы в воздухе

С целью проверки достоверности полученных оценок было выполнено физико-математическое моделирование прохождения галактической кометы через воздушную оболочку Земли. Рассматривалась ледяная комета диаметром 300 м, влетающая в атмосферу со скоростью 450 км/с под углом 45° к земной поверхности (Баренбаум, Шувалов, 2007).

Ядро кометы принималось квазизжидким (с нулевой прочностью). Деформация кометного ядра под действием аэродинамических нагрузок описывалась гидродинамическими уравнениями Эйлера. Перенос излучения в парах кометы и в воздухе вычислялся в приближении лучистой теплопроводности. Давление кометных паров приравнивалось давлению газа вблизи поверхности ядра. Температура и плотность паров определялись из кривой фазового равновесия на основе специально рассчитанных таблиц уравнений состояния обоих веществ в широком диапазоне плотностей и температур.

Численное интегрирование уравнений Эйлера выполнялось с использованием программы SOVA, разработанной В.В. Шуваловым (Shuvalov, 1999; Shuvalov, Artemieva, 2002), позволявшей вводить границы между средами с различными уравнениями состояния и интегрировать уравнения газовой динамики в эйлеровой форме двух шаговым методом на неравномерной подвижной сетке в декартовых и цилиндрических координатах.

Решалась двумерная задача с осью z , направленной вдоль траектории кометы. Наклон траектории учитывался соответствующим увеличением характеристической высоты атмосферы. Расчетная сетка состояла из 200×600 ячеек в r и z направлениях. Плотность сетки в центральной области составляла 70×100 ячеек. С удалением от оси z разрешение сетки увеличилось в геометрической прогрессии. Сетка перемещалась по оси z вместе с кометой.

Моделирование позволило проследить основные этапы трансформации ядра галактической кометы в земной атмосфере (рис. 39).

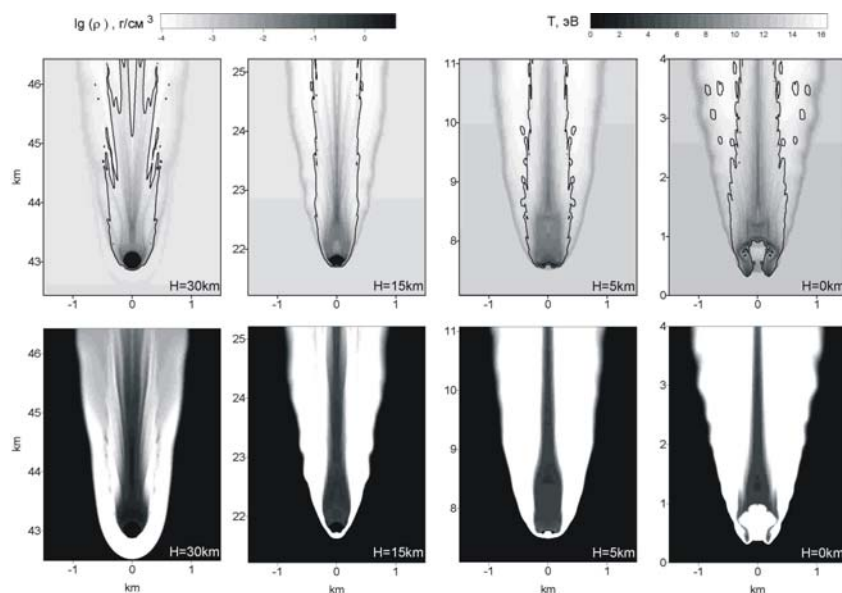


Рис. 39. Разрушение галактической кометы диаметром 300 м, падающей под углом 45° к земной поверхности. Приведены распределения плотности (верхний ряд эпюр) и температуры (нижние эпюры) на разных высотах H . На вертикальной оси указано расстояние вдоль траектории. Утолщенными линиями показана граница между парами кометы и воздухом

Согласно расчетам, уже на высоте свыше 50 км вокруг ядра кометы образуется плотное облако паров, которые, тормозясь, заполняют кометный след. Перед головной ударной волной, которая в этих условиях оказывается сверхкритической, формируется прогревный слой, толщина которого в несколько раз превышает размер кометного ядра.

На высотах ниже 30 км, вследствие появления больших аэродинамических нагрузок на лобовую поверхность ядра кометы, превышающих механический предел прочности льда, кометное ядро начинает деформироваться и разрушаться. Из-за развития неустойчивостей Релея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца на поверхности ядра возникают волнообразные возмущения, и оно начинает интенсивно терять массу. В результате диспергирования периферийных участков кометного ядра и их торможения о воздух происходит значительный унос массы кометы, который оказывается несопоставимо большим, чем унос вещества за счет испарения кометного льда.

Рост аэродинамических давлений приводит к быстрой фрагментации и расплющиванию кометного ядра. Вследствие чего на высоте 5–7 км ядро

превращается в дробленую блинообразную структуру. Дальнейшее развитие неустойчивостей вызывает полную дезинтеграцию кометы, и на высотах ниже 3–5 км она преобразуется в струю, состоящую из паров и капельно-жидких фрагментов ядра и нагретого в головной ударной волне воздуха.

На высоте порядка 1 км струя превращается в чисто газовую, которая и ударяет по поверхности Земли. При этом скорость струи достаточно велика и отличается от начальной скорости кометы не более чем на 10%. Удар такой струи не вызывает образования сколько-нибудь заметного кратера.

Вычисления приводят к выводу, что даже в 100 раз более разреженной, чем у Земли, марсианской атмосфере галактические кометы теряют значительную часть первоначальной массы. При этом число комет, достигающих поверхности планеты, уменьшается, а их распределение по размерам меняется. Оба эффекта отчетливо проявляются в кратерных данных. Их следствиями являются меньшая численность крупных кометных кратеров в южном полушарии Марса по сравнению с Луной (см. рис. 38), а также большая крутизна распределения кратеров по размерам (см. также рис. 29).

Однако связывать эти эффекты только с разрушением комет в атмосфере Марса нельзя, поскольку они могут быть также вызваны и более высокой скоростью тектонической релаксации марсианской поверхности.

4.9. Тектонические следствия падений комет

Теоретический анализ падений массивных космических тел на планеты без атмосферы показывает, что большая часть энергии тела (~80%) идет на образование кратера, ~10–20% расходуется на плавление пород в месте удара и еще меньшая (~1–5 %) на их испарение (Меллош, 1994). Считается, что наличие у планет атмосферы не сильно меняет эти оценки, поскольку в газовой оболочке планет поглощается лишь малая доля кинетической энергии падающего тела (Катастрофические воздействия, 2005).

Этот вывод, однако, справедлив лишь для крупных астероидных тел. Для разрушающихся в воздухе галактических комет он неприемлем. На планетах с достаточно плотной атмосферой: Земле и Венере кратеров, созданных галактическими кометами, нет. Факты свидетельствуют, что в этом случае образуются не многокилометровые кратерные воронки, а происходит «вспучивание» твердой поверхности планеты. Так что механизм диссипации кометной энергии в этом случае иной (Баренбаум, 2005).

Дело в том, что при разрушении комет в воздухе возникает гиперзвуковая газовая струя, наследующая большую часть энергии и импульса кометы. Падая на поверхность Земли, эта струя, как мы полагаем, формирует узконаправленную кумулятивную волну напряжений, которая, глубоко проникая в недра планеты, вызывает дробление и нагрев пород. В результате под земной поверхностью, вероятно, у границы низковязкой литосферы и пластичной астеносферы может возникнуть обширный очаг разуплотнен-

ных, сильно разогретых пород, который становится причиной развития длительно протекающих геодинамических процессов.

Обсудим некоторые тектонические эффекты, которые по нашему мнению могут быть объяснены данным механизмом (Баренбаум, Ясаманов, 2003; Баренбаум, Хаин, Ясаманов, 2004).

Фактические данные по Земле позволяют полагать, что в зависимости от толщины и свойств литосферы в месте падения кометы могут возникать три основных типа наблюдаемых геологических структур:

– В случае «тонкой» океанической литосферы (толщина ≤ 10 км), возникший геодинамический очаг располагается достаточно близко к земной поверхности. В этих условиях разрядка энергии очага обычно сопровождается интенсивным излиянием магмы на океанское дно на протяжении десятков млн. лет, что ведет к образованию весьма крупных подводных гор.

– В случае «толстой» литосферы и глубин погружения магматического очага свыше 50÷70 км, запаса его энергии, по-видимому, недостаточно для достижения магмой поверхности, и ее подъем, вероятно, приводит к образованию диапиров. При этом над местом глубинного разогрева пород происходит значительное вспучивание земной поверхности. С данным процессом мы связываем феномен «новейших поднятий» земной коры 5÷1 млн. лет назад (Артюшков, 1993) в эпоху последней кометной бомбардировки.

– При наличии на континентах мощного чехла водонасыщенных осадочных отложений энергия кометы, по-видимому, главным образом расходует-ся на разуплотнение пород вдоль направления движения ударной волны. В результате в месте удара кометы о поверхность образуются цилиндрические «каналы» сильно трещиноватых пород, выявляемые по сейсмическим данным. Диаметр этих каналов у верхнего основания, как и у комет, составляет сотни метров – первые километры, а протяженность в глубину достигает 30 км и более (Бембель и др., 2001; Харахинов, 2001; Гулиев, 2004).

Названные структуры, как и кратеры на планетах без атмосферы, несут важные сведения о галактических кометах. С целью их изучения обратимся к более детальному анализу фактов, связанных с образованием подводных гор и новейшими поднятиями континентальной земной коры.

4.9.1. Происхождение подводных гор

Подводными горами называют изолированные вулканические сооружения на дне океанов высотой 500 м и более. Обычно они имеют концентрическую форму, причем половина из них обладает кальдерами. Все это позволяет рассматривать подводные горы как действующие вулканы. Количество их огромно. Только в Тихом океане их насчитывается ~130 тысяч. Оценка эта приближенна, и по мере увеличения детальности изучения океанического дна быстро растет. По имеющимся данным подводные горы за-

нимают ~6–10% всей поверхности дна Мирового океана (Ильин, 1996). Это очень близко к плотности кометных кратеров на планетах без атмосферы.

Численность действующих вулканов на дне Мирового океана в тысячи раз превышает их количество на суше. В отличие от последних, тяготеющих к сейсмически активным поясам в зонах разломов литосферных плит или на активных континентальных окраинах, подводные горы достаточно равномерно покрывают все океанское дно (Ильин, 1996).

Подобно Марсу, где самая низкая плотность кратеров имеет место в северной полярной области, подводные горы на Земле также избегают этой полюсной зоны. Так, на огромных пространствах дна центральной части Северной Атлантики нет ни одного крупного вулкана (Ильин, 1996).

Распределение подводных гор по высотам и диаметрам носит ярко выраженный экспоненциальный характер (рис. 40). С удалением от срединных океанических хребтов, т.е. с увеличением возраста дна, крутизна этого распределения уменьшается, а плотность размещения гор возрастает.

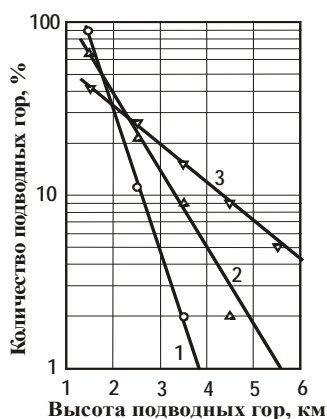


Рис. 40. Распределение высот подводных гор на дне Атлантического океана разного возраста: 1 – неоген-олигоцен, 2 – эоцен-палеоцен, 3 – поздний мел. Построено по данным (Марова, Алехина, 1998)

В частности, в Атлантическом океане на коре неоген-олигоценового возраста (0÷37 млн. лет) только 10% подводных гор имеют высоту выше 2 км. На эоцен-палеоценовой коре (37÷65 млн. лет) таких гор уже более 30%. Тогда как на коре позднего мела (65÷100 млн. лет) они составляют больше половины. Самые крупные горы высотой 5 км и более встречаются обычно в глубоководных желобах с позднемеловым и более древним возрастом дна.

Пропорционально высоте меняется и средний диаметр подводных гор. На молодой коре он составляет 4 км, а для более старых гор диаметр закономерно увеличивается, достигая ~10 км на коре позднемелового возраста.

Данная закономерность свойственна подводным горам всех океанов (Марова, 1987; Марова, Алехина, 1998).

Вулканические структуры, очень похожие на земные подводные горы, имеются на Венере. Здесь они получили название тектонических куполов и интерпретируются как щитовые вулканы. Купола имеют диаметр 1–20 км и достигают высоты нескольких сотен метров. Распределение куполов по диаметрам также подчиняется экспоненциальной зависимости. Средний диаметр купола, как и у молодых подводных гор, равен 4 км. Объем вулканических пород, слагающих средний купол, составляет 0.73 км^3 . Это в тысячи раз меньше объема подводных гор на Земле. Общее количество куполов на Венере достигает $N \sim 10^6$ (Aubele, Slynta, 1990; Aubele et al., 1992).

Изменения размеров подводных гор с увеличением возраста дна свидетельствуют об активном протекании в океанах двух физических процессов. С одной стороны, это появление на океанском ложе молодых гор, а с другой – постепенный рост гор в ходе спрединга океанической коры.

Наибольшая плотность размещения подводных гор наблюдается на древних участках океанического дна возрастом более 90 млн. лет. Доля действующих вулканов среди них, однако, невелика. Большинство таких гор встречено на коре не старше позднего мела (Жулева, 2004).

Выделяют ряд эпох наиболее активного подводного горообразования. Первая в позднем мелу (100÷70 млн. лет назад). Вторая в позднем эоцене – олигоцене (40÷30 млн. лет назад). Третья, в миоцене, ~20 млн. лет назад. И, наконец, современная, с началом менее 10 млн. лет назад (Жулева, 2004). Этим временам отвечают и более высокие скорости наращивания океанической коры в осях спрединга плит Тихого океана (Матвеенков, Седов, 1996).

По геофизическим данным под основанием отдельных подводных гор на глубинах ~10–50 км обнаруживается магматическая камера (иногда не одна) размерами в десятки километров, соединенная с горой каналом диаметром ~1 км (Добрецов и др., 2001). Из этой камеры магматический расплав по каналу поступает наверх, где, изливаясь на поверхность дна, вызывает рост подводной горы. Степень плавления пород камеры $\leq 10\%$. При объеме камеры $10^4 \div 10^5 \text{ км}^3$ объем расплава может быть $\sim 10^3 \div 10^4 \text{ км}^3$, что достаточно для создания очень крупных подводных гор. Время жизни магматической камеры ~100 млн. лет (Добрецов и др., 2001), поэтому процесс излияния магмы может длиться многие миллионы лет, практически на протяжении всех 180 млн. лет существования ложа современных океанов.

Происхождение подводных гор и магматических камер Н.Л. Добрецов, Ф.А. Летников и др. связывают с плюмами – горячими струями высокоподвижного вещества, всплывающего к поверхности из глубоких недр планеты. Предполагается, что такие плюмы периодически за время $10^6 \div 10^7$ лет поднимаются от границы мантии и земного ядра (Добрецов, 1997; Добрецов и др., 2003; Летников, 2001), либо отдельных зон мантии (Пущаровский Ю., Пущаровский Д., 1999).

Эти представления, однако, не лишены трудностей, не получивших пока убедительного решения (Хаин, 2003). В первую очередь это отсутствие объяснения очень широкой распространенности данного явления и причин слабой локализации плюмов к краям литосферных плит. Нет ясности в вопросах глубин заложения плюмов и источника энергии для их образования. И, наконец, открытой остается проблема совмещения глобальной конвекции в мантии, управляющей, согласно современным взглядам, движением литосферных плит, с адвекцией, вызывающей подъем плюмов к поверхности.

Гипотеза образования на Земле подводных гор и тектонических куполов на Венере галактическими кометами (Баренбаум, 2004а, 2005а, 2006; Баренбаум, Ясаманов, 2003) устраняет эти проблемы. Принципиальная особенность данного механизма состоит в том, что необходимая для объяснения наблюдаемых тектонических явлений энергия берется не «снизу», из глубоких недр планеты, а поступает на ее поверхность «сверху» из космоса.

4.9.2. Образование подводных гор галактическими кометами

Уже отмечалось, что в атмосфере Земли и тем более Венеры галактические кометы полностью разрушаются, образуя гиперзвуковую газовую струю. Падая на твердую поверхность планеты со скоростью ~ 450 км/с, эта струя создает в горных породах кумулятивную волну напряжений, которой и передается основная часть энергии и импульса кометы.

Начальная скорость кумулятивной волны во много раз превышает скорость звука в породах литосферы ($\sim 6\div 8$ км/с). Поэтому, как мы полагаем, она с малым затуханием способна проникать на глубины нескольких десятков – сотен километров, где, замедлившись до скорости звука, взрывным образом отдает энергию породам. При этом основная энергия кометы идет на дробление пород вдоль направления движения кумулятивной ударной волны и на создание в месте падения кометы, глубоко под поверхностью планеты, магматической камеры.

Оценим количество энергии E_k , которое нужно галактической комете, чтобы создать на глубине за счет данного механизма магматическую камеру с характерным объемом $V_0 = 10^5$ км³, способной образовать за счет излияния лав подводную гору объемом $V_r = 10^3$ км³ и массой $m_r \approx 3 \cdot 10^{15}$ кг. Величину требуемой энергии рассчитаем по формуле

$$E_k = C_p V_0 \Delta T + \xi \lambda \rho_s V_0 + m_r g H \quad (4.21)$$

Первое слагаемое определяет количество энергии, необходимое для нагревания вещества магматической камеры до температуры ликвидуса. Второе характеризует количество тепла, требуемое для превращения части пород камеры ($\xi \leq 10\%$) в магматический расплав. И третье слагаемое определяет затраты энергии на подъем магмы к поверхности на высоту H (трением магмы о стенки канала пренебрегаем).

Излияние лав на поверхность связано с увеличением при нагревании объема пород магматической камеры на величину

$$\Delta V_0 = V_0 [\beta \Delta T + \xi(\rho_s/\rho_L - 1)] \quad (4.22)$$

Полагая ускорение силы тяжести $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, коэффициент удельной теплоты нагревания пород $C = 1200 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}^\circ$, удельной теплоты их плавления $\lambda = 2.1 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$, их объемного расширения $\beta = 3 \cdot 10^{-5} (\text{К}^\circ)^{-1}$, а также плотность до плавления $\rho_s = 3.3 \text{ г/см}^3$ и после плавления пород $\rho_L = 2.7 \text{ г/см}^3$, получаем, что при нагревании на $\Delta T = 500^\circ$ и превращения $\xi = 10\%$ части пород камеры в расплав ее объем увеличиться на $\Delta V_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ км}^3$. Предположив, что избыток объема в основном устраняется излиянием магмы, приходим к заключению, что данный процесс способен сформировать очень крупные подводные горы.

Оценки показывают, что образование магматической камеры требует энергии $3 \cdot 10^{23} \text{ Дж}$, из которых $\sim 2/3$ идет на нагрев пород и $\sim 1/3$ на их плавление. Подъем лав к поверхности менее энергоемок. Затраты энергии здесь составляют $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ Дж}$ на 1 км глубины. Если допустить, что на подъем расходуется $\sim 10\%$ энергии, идущей на образование камеры, то этого количества достаточно, чтобы обеспечить поступление лав с глубин $H \sim 1000 \text{ км}$.

Сопоставляя эти оценки с энергией галактических комет, находим, что, по крайней мере, 5% комет кометного ливня имеет энергию $3 \cdot 10^{23} \text{ Дж}$ и более. Полагая, что за одну бомбардировку на Землю выпадает $\sim 10^5 \div 10^6$ галактических комет, это может стать причиной появления $\sim 10^4 \div 10^5$ крупных подводных гор. Принимая во внимание возраст современного океанского ложа и количество произошедших за это время кометных бомбардировок, приходим к выводу, что общее число созданных галактическими кометами крупных подводных вулканов составит многие десятки тысяч. Количество же мелких подводных гор приблизиться к миллиону, что вполне хорошо согласуется с фактическими данными не только для Земли, но и Венеры.

Обсудим теперь некоторые другие важные факты, тесно связанные с подводным излиянием лав и образованием гор.

Предварительно заметим, что с физической точки зрения любая магматическая камера представляет собой находящийся под поверхностью дна на некоторой глубине «пузырь» нагретого до плавления вещества, увеличившегося при нагревании в объеме (рис. 41). Быстрое образование такого пузыря в условиях очень длительного его охлаждения наряду с излиянием магмы приводит к целому ряду других наблюдаемых эффектов.

Первый эффект состоит в том, что поверхность дна над пузырем испытывает поднятие, вызванное увеличением объема камеры. Для условий предыдущего расчета высота поднятия составит

$$h \approx \frac{\Delta V_0}{S} \quad (4.23)$$

где $S = \pi D^2/4$ – площадь, D – диаметр поднятия. При среднем диаметре поднятия $D = 100$ км его высота будет равна $h \approx 400$ м.

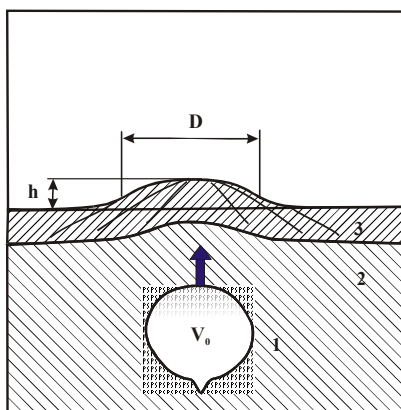


Рис. 41. Схематическое изображение магматической камеры и вызванного ею поднятия океанского дна. 1 – магматическая камера, 2 – мантия, 3 – океаническая кора. Стрелка показывает действующую на камеру выталкивающую силу

В результате молодые подводные горы располагаются как бы на цоколе, возвышающемся на сотни метров над окружающей гору абиссальной равниной. Такие цоколи, получившие название сводовых поднятий, широко распространены на океанском дне (Ильин, 1996). При неглубоком залегании магматических камер в сводовых поднятиях возникают трещины и разломы, по которым лава заливает большие площади океанического дна. Так что сводовые поднятия могут существовать автономно и вне подводных гор.

Второй эффект. Так как вещество пузыря обладает меньшей плотностью, чем у неизмененных пород, то под действием силы Архимеда магматическая камера может всплывать к поверхности. Вследствие уменьшения внешнего давления она при этом будет увеличиваться в размере и проплавать выше лежащие породы. Как следствие, состав лав, изливающихся на поверхность дна, может со временем меняться от щелочных и высоко текучих («глубинных»), до более кислых и вязких («поверхностных»).

Третий эффект. Поскольку в процессе образования гор лава покидает камеру, то на заключительной стадии эволюции, когда температуры в камере упадут, объем ее пород окажется меньше, чем был до нагревания. Поэтому над местом пузыря положительные формы рельефа дна уступают место

отрицательным. И подводная гора начинает проседать не только под действием собственного веса, но и за счет образования под ней «ямы».

Обсудим теперь другие наблюдаемые тектонические эффекты, которые позволяют получить о галактических кометах дополнительную количественную информацию.

4.9.3. Горячие точки и горячие поля. Происхождение траппов

Известно, что при раскрытии океанов в зонах срединных океанических хребтов скорость горизонтальных движений океанской литосферы с глубиной убывает. Она велика у поверхностного слоя остывающей океанской коры, ведущей себя как достаточно твердая и жесткая литосферная плита, и меньше у подстилающей кору пластичной мантии (Океанология, 1979).

Поэтому в случае, когда магматическая камера располагается на сравнительно небольшой глубине и движется вместе с дном, изливающаяся лава формирует одиночную гору конусного строения, которая в процессе спрединга океанической плиты увеличивается в размерах, не меняя формы.

Если скорость движения океанского дна выше, чем скорость перемещения камеры, то гора деформируется, приобретая асимметричную форму. Такую асимметрию имеют многие подводные вулканы (Ильин, 1996).

И, наконец, если камера находится так глубоко, что почти не смещается, то при излиянии из нее лав на океанском дне наблюдается феномен «горячей точки» (Wilson, 1963; Morgan, 1971). В этом случае вместо одиночной горы возникает вулканический хребет или вытянутая в линию цепь подводных гор, протягивающаяся часто на тысячи километров (рис. 42).



Рис. 42. Изменение возраста и морфологии вулканических построек с расстоянием от горячей точки для Гавайского хребта (Жулева, 2004): 1 — гора Лоихи, 2 — о-в Гавайи, 3 — о-в Мауи, 4 — о-в Молокаи, 5 — о-в Оаху, 6 — о-в Ниихау, 7 — о-в Кауаи, 8 — о-в Нихоа, 9 — о-в Неккер, 10 — о-в Лаперуз, 11 — о-в Лэйсан, 12 — банка Нортгемптон, 13 — о-в Перл-энд-Хемрес, 14 — атолл Мидуэй. Обозначения: подводная гора (Δ), остров (O), окаймляющий риф (O), атолл (+), банка (◇)

Подводные горы, оставшиеся без подпитки лавами магматических камер, превращаются в потухшие вулканы, которые начинают медленно погружаться (Океанология, 1979). В экваториально-тропическом поясе Земли около таких вулканических построек развиваются колонии кораллов. Как заметил Ч. Дарвин (1842), в результате жизнедеятельности кораллов вокруг погружающегося острова формируются сначала окаймляющий риф, затем барьерный риф и, наконец, атолл. Эти эффекты хорошо видны на рис. 42.

Помимо горячих точек, общей численностью порядка сотни, на земном шаре имеются так называемые «горячие поля» – обширнейшие участки поверхности, характеризующиеся повышенной активностью внутриплитового магматизма. Л.П. Зоненшайн и М.И. Кузьмин (1992) выделяют 9 горячих полей, охватывающих как океаны, так и континенты, группируя их в 4 крупные провинции размерами от 2000-4000 до 9000-10000 км. Другие исследователи ограничиваются выделением двух горячих областей: Африкано-Атлантической и Тихоокеанской (Никишин, 2004).

Типичными проявлениями магматизма горячих полей на континентах являются вулканические плато, сложенные плато-базальтами или траппами. Примерами таких структур служат возникшие в четвертичное время – Витимское плато в Забайкалье и плато Дариганга во внутренней Монголии, миоценовые – Колумбийское плато в США и Эфиопское плато в Африке. Из более древних – траппы Деканского плато в Индии, излившиеся на рубеже мела и палеогена, меловые плато-базальты провинций Параны и Амсезонского бассейна в Южной Америке, юрские плато-базальты Кару в Южной Африке, пермо-триасовые траппы Сибирской платформы и др. (Зоненшайн, Кузьмин, 1992).

Аналогами траппов в океанах выступают базальтовые океанские плато. Их примерами являются подводные плато Кергелен и Брокен в Индийском океане, Карибское в Атлантическом океане, а также плато Онтонг-Джава, Шатского и Хесса в Тихом океане и др. (Никишин, 2004).

Отличительной особенностью траппов является кратковременность их образования при огромных объемах излившихся лав. Например, в Индии деканские траппы объемом $9 \cdot 10^6$ км³ изверглись всего лишь за 1-2 млн. лет на рубеже мела и палеогена (65 млн. лет назад). А главный эпизод излияния сибирских траппов был приурочен к границе перми и триаса (250 млн. лет назад). В этот короткий интервал времени на территории Тунгусской синеклизы извергся объем магмы, составивший $1.2 \cdot 10^6$ км³. При площади излияний ~ 1.2 млн. км² средняя толщина слоя лав составила ~ 1 км.

Излияния траппов в океанах еще более масштабны. Так, крупнейшее в мире вулканическое плато мелового возраста Онтонг-Джава объемом $(2.5-3.6) \cdot 10^7$ км³ и площадью, равной $\sim 1/3$ территории США, возникло на границе барема и апта. А плато Кергелен размерами 500×2000 км и объемом лавового основания $2.5 \cdot 10^7$ км³ сформировалось в апте и альбе.

Вторая особенность траппового магматизма состоит в том, что основные излияния лав происходят в эпохи, приходящиеся на границы стратонов геохронологической шкалы (глава 2). Известно, что эпохами наиболее интенсивного излияния траппов и подводного горообразования являлись рубеж раннего и позднего мела, границы пермь-триас и триас-юра, а еще раньше граница между средним и поздним девоном (Никишин, 2004).

Происхождение горячих полей, как и горячих точек, связывают с существованием плюмов. Причины же различий между ними видят в размерах плюмов: небольших – у горячих точек и очень крупных – диаметром сотни километров, так называемых суперплюмов, у горячих полей. В последнем случае полагают, что вещество всплывающего плюма, достигнув подошвы земной коры или границ других неоднородностей литосферы, растекается вдоль них с образованием огромной по площади магматической камеры. И уже из этой камеры траппы по более мелким каналам, представленных рядами даек – субвертикальных цилиндрических тел, рассматриваемых как подводные каналы, по которым лавы изливаются на поверхность.

Такие объяснения, как отмечалось ранее, сталкиваются с серьезными трудностями. Одна из них носит наблюдательный характер. Из геофизических данных однозначно не следует, что суперплюмы имеют корни, достигающие земного ядра. По данным геофизики современная кинематика литосферных плит прослеживается лишь до глубин 300–400 км, ниже картина перемещений вещества мантии становится существенно иной (Хаин, 2003).

Другая трудность физического плана. Мантийная конвекция, управляющая движением литосферных плит, плохо совместима с плюмами, поднимающимися к поверхности от земного ядра.

По мнению А.М. Никишина сосуществуют как бы две разные тектоники. Первая – глобальная и непрерывная тектоника плит. И вторая – неравномерная во времени импульсная тектоника мантийных плюмов. Тектоника плит в настоящее время явно доминирует, но были моменты, когда тектоника плюмов преобладала. Как совместить «плитную» и «плюмовую» тектоники – остается загадкой.

4.9.4. Механизм образования горячих точек и горячих полей

Согласно развиваемым представлениям образование плюмов, траппов, подводных гор, магматических камер, горячих точек и горячих полей – это единое природное явление, вызванное квазипериодическими бомбардировками Земли галактическими кометами.

Оценки показывают (Баренбаум, 2008), что крупные подводные горы и, тем более горячие точки, создают лишь самые массивные галактические кометы энергиями $\sim 10^{25}$ Дж. Ударные волны от таких высокоэнергетических комет, как мы полагаем, проникают в мантию на глубину сотен километров и образуют огромные магматические очаги. «Прошьет» ли при этом ударная волна океанскую литосферу толщиной ~ 10 км или континенталь-

ную плиту ~80 км роли не играет. Поэтому горячие точки могут возникать как под океанами, так и под континентами, хотя и на разной глубине.

Число массивных комет в каждом кометном ливне, однако, невелико. Согласно кратерным данным (см. рис. 37), их доля равна $0.1 \div 1\%$. Так что при общем числе комет в кометном ливне $\sim 10^5 \div 10^6$ их количество составит $\sim 10^2 \div 10^3$. Это эквивалентно падению одной такой кометы на площадку в 1 млн. км² и соответствует расстоянию между местами падений ~ 1000 км. Данная величина вполне согласуется с расстоянием между горячими точками, по крайней мере, в акваториях Мирового океана (Никишин, 2004).

Большинство же комет ливня имеют энергии $\sim 10^{21} \div 10^{22}$ Дж, что не позволяет им создавать глубоко погруженные магматические очаги. Зато этих комет выпадает много: примерно одна на площадку размерами 100×100 км². В результате расстояние между их падениями на отдельных участках может оказаться соизмеримым с диаметром магматических камер. В таких условиях, как мы полагаем, на границе литосферы и астеносферы или в самой астеносфере будут возникать обширные зоны частично расплавленных пород, которые становятся поставщиком площадного излияния траппов.

Выполним простейший расчет. В качестве примера рассмотрим плато Онтонг-Джава, происхождение которого не нашло пока удовлетворительного объяснения. Это плато, как и соседние с ним крупные подводные плато: Манихики, Восточно-Марианское, Науру и Пигафетта, сформировалось в бареме и апте в течение ~ 3 млн. лет. Площадь плато $\sim 3 \cdot 10^6$ км², а его объем $(2.5 - 3.8) \cdot 10^7$ км³. Главная трудность состоит в объяснении огромных объемов лав, одновременно излившихся на большой территории за очень малое геологическое время (Никишин, 2004).

Объяснение данного феномена кометной гипотезой не вызывает затруднений. Во-первых, отметим, что барем и апт – это время одной из кометных бомбардировок, вызвавшей крупное вымирание биоты (см. табл. 7). Во-вторых, при указанных размерах плато в его границах могло упасть $\sim 10^3$, а то и $\sim 10^4$ галактических комет с суммарной энергией $10^{26} \div 10^{27}$ Дж. Такой энергии, и это в третьих, достаточно, чтобы создать магматический очаг объемом $\sim 10^8 \div 10^9$ км³, который при степени плавления пород $\sim 10\%$ способен поставить на поверхность наблюдаемое количество траппов.

Следует, однако, сделать небольшую оговорку – условием для такого объяснения являются два требования: 1) магматический очаг должен залегать на глубинах в первые десятки километров и 2) основная масса пород очага должна находиться при температуре близкой плавлению. Оба эти требования в условиях тонкой океанической литосферы вполне выполнимы.

Поскольку падения галактических комет – явление глобальное, в эпохи кометных бомбардировок излияния траппов должны одновременно происходить во многих местах земного шара. Свидетельством чему служат и другие упомянутые нами подводные плато.

Таким образом, весь комплекс мощных тектонических процессов, тесно связанных с импульсами активизации мантийного магматизма вполне объясним квазипериодическими бомбардировками нашей планеты галактическими кометами. Данной причиной мы также объясняем имевшие место в те же эпохи резкие изменения направлений и скоростей движения отдельных океанических и континентальных плит (Зоненшайн, Кузьмин, 1992).

Напомним, что последняя бомбардировка Земли галактическими кометами произошла в плиоцен-четвертичное время в период от 5 до 1 млн. лет назад. В силу своей малой давности эта бомбардировка позволила выявить еще одно важное тектоническое явление, которое обсудим ниже.

4.9.5. Проблема новейших поднятий

Установлено, что именно в плиоцен-четвертичное время на половине площади континентов земного шара происходило почти синхронное вздымание поверхности, получившее название явления «новейших поднятий». В это время значительный подъем испытал в целом Антарктический континент, Гренландия, Центральная и Северо-восточная Азия, большая часть Африки, западные части Северной и Южной Америк, Гвианский и Бразильский щиты, Урал, Скандинавские горы, Сибирская платформа, горы Альпийского пояса и многие другие структуры.

Высота поднятий сильно варьировала. На большей части побережья Тихого океана она составила первые сотни метров, на Сибирской платформе 200–1000 м, в Южной Африке 300–400 м на западе и 900–1200 м на востоке. Самый быстрый рост происходил в горной местности. Так, Аравийская платформа увеличила высоту на 2 км, Альпы поднялись на 3 км, а Гималаи выросли на 6 км (Артюшков, 1994).

Под большинством гор наблюдается значительный подъем астеносферы. В.Е. Артюшков отмечает, что на некоторых ровных участках процесс поднятия сопровождался вздыманием блоков земной коры округлой формы диаметром $\sim n \cdot (10-100)$ км на высоту до ~ 1 км при расстоянии между поднятиями несколько большем их диаметра. В отдельных местах подъем астеносферы приводит к современным интенсивным излияниям магмы.

Быстрые поднятия земной поверхности происходили на нашей планете и ранее. Они установлены в перми, начале триаса и среднем девоне (Леонов, 1976; Артюшков, 1993). Т.е. в периоды, совпадающие со временами интенсивного траппового магматизма и подводного горообразования.

По мнению В.Е. Артюшкова (1993) причиной новейших поднятий является частичное разрушение континентальной литосферы, и ее замещение менее плотной и более горячей астеносферой. По его расчетам толщина замещаемого слоя пород литосферы составляет в среднем ~ 100 км. При этом вязкость вещества в замещаемом слое понижается, по крайней мере, на 4 порядка величины, а его температура повышается на сотни градусов.

Поднятия коры В.Е. Артюшков (2008) объясняет особым видом мантийной конвекции, связанной с подъемом плюмов, которые поступают в отдельные эпохи из слоя D'' на границе земного ядра и нижней мантии (Добрецов и др., 2003). Предполагается, что в плюмах имеются горячие флюиды, которые за время ~ 1 млн. лет растекаются в нижней части литосферы в слое толщиной в десятки километров и площадью тысячи квадратных километров. Эти флюиды нагревают и понижают вязкость вещества низов земной коры, что вызывает фазовые переходы и приводит к разуплотнению пород.

Оценки показывают (Баренбаум, 2008), что для того, чтобы нагреть на 250° слой континентальной литосферы ~ 100 км на 10% площади Земли и затем приподнять над ним слой земной коры в поле силы тяжести на высоту ~ 1 км требуются энергия $\sim 10^{27}$ Дж. Откуда взялась эта огромная энергия В.Е. Артюшков ответа не дает. Трудно согласиться и с синхронным подъемом плюмов на всей планете от границы земного ядра за время ~ 1 млн. лет.

Принимая во внимание среднюю энергию галактических комет ($5 \cdot 10^{21}$ Дж) и их количество ($10^5 \div 10^6$), находим, что в период от 5 до 1 млн. лет назад на Землю могло поступить $\sim 10^{27} \div 10^{28}$ Дж энергии. Т.е. как раз сколько, сколько требуется для объяснения энергетики новейших поднятий.

Заметим, что падения галактических комет приводят к поднятию, как поверхности континентов, так и дна океанов. Этот эффект сегодня инструментально установлен для всей южной полусферы нашей планеты. По данным GPS средний радиус южной полусферы Земли растет на 1.5 мм/год, что увеличивает ее объем на 553 ± 2 км³/год (Баркин, 2008). Северное полушарие не обнаруживает никакого роста. Тем самым у Земли южное полушарие имеет больший радиус, чем северное, и этот радиус продолжает расти.

Аналогичное «вспучивание» поверхности наблюдается и на других планетах. В частности, у Марса его континентальное (южное) полушарие, подвергшееся недавней кометной бомбардировке, приподнято над морским полушарием, не испытывавшим кометных ударов, на высоту $h = 2 \div 6$ км.

Данная особенность рельефа Марса нами объясняется существованием под его континентальным полушарием слоя астеносферы мощностью:

$$H = h / [\beta \Delta T + \xi(\rho_s/\rho_L - 1)] \quad (4.24)$$

В зависимости от принятых значений h и степени плавления пород ξ мощность астеносферы Марса составит $H \approx 100 \div 250$ км (Barenbaum, 2004). Это сопоставимо с толщиной астеносферы Земли (Артюшков, 1993).

Тем самым имеются все основания полагать, что энергия галактических комет в основном поглощается в астеносфере, поддерживая этот слой пород в нагретом и отчасти расплавленном состоянии. Этим обеспечивается общий подъем поверхности планет и локальные излияния лав.

Со временем область интенсивных кометных падений перемещается из одной полусферы планеты в другую, а вместе с ней перемещается и слой

астеносферы. На Земле и Марсе этот факт предопределяет протекание ряда важных тектонических процессов, которые будут рассмотрены далее.

4.10. Время релаксации поверхности Марса

Ранее отмечалось, что наличие асимметрии в распределении на Марсе, Луне и Меркурии кратеров (см., например, рис. 28) нельзя объяснить без учета процессов тектонической релаксации, «стирающих» ранее возникшие кратеры с поверхности планет. При этом характерное время τ этих процессов должно быть, с одной стороны, заведомо меньше ~ 100 млн. лет, т.е. половины орбитального периода Солнца в Галактике. А с другой, больше ~ 10 млн. лет, чтобы приводить к накоплению и сохранению кометных и астероидных кратеров на планетах.

Время релаксации τ поверхности Марса можно оценить (Barenbaum, 2001), если воспользоваться функцией распределения астероидных кратеров по размерам для его северной полярной области (рис. 43), которая, как было установлено ранее (см. табл. 12), практически лишена кометных кратеров.

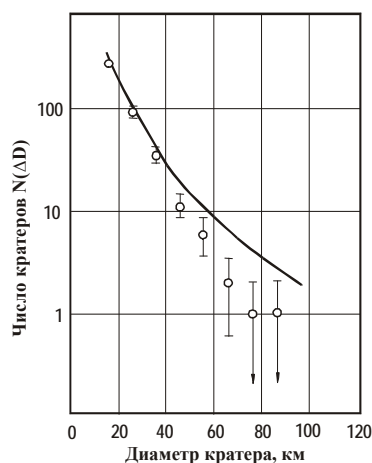


Рис. 43. Эффект «обрезания» в распределении астероидных кратеров северной околополюсной области Марса: кружки — фактические данные; кривая — распределение кратеров по диаметрам при $\tau \rightarrow \infty$

В главе 7 приведена формула (7.30), связавшая частоту выпадения на Землю крупных астероидов определенных размеров и диаметрами образованных этими телами астроблем. Хотя эта формула была получена для Земли, средняя концентрация крупных астероидов во всей внутренней области Солнечной системы на протяжении фанерозоя, по-видимому, мало, чем от-

личалась от их плотности в околоземном космическом пространстве. Поэтому воспользуемся формулой (7.30) и применительно к Марсу.

Предварительно, однако, заметим, что если соотношение между частотой падений астероидов и их диаметрами в формуле (7.30) выполняется всегда, то аналогичное соотношение для диаметров возникших кратеров справедливо лишь при неограниченном времени ($t \rightarrow \infty$) сохранения астроблем на поверхности планеты.

Если период накопления кратеров ограничить интервалом времени τ , то в распределении астроблем по диаметрам обнаружится эффект «обрезания». Данный эффект вызван тем, что, начиная с некоторого размера астероидов L^* , их падения становятся столь редкими, что за время τ кратеры диаметром больше D^* не успевают возникать. В этом случае между диаметром наибольшего кратера D^* и временем τ будет выполняться соотношение

$$D^* = 3.5 \left(\frac{\tau}{2.9} \right)^{1/3}, \quad (4.25)$$

где диаметр кратера выражен в километрах, а время τ в млн. лет.

На графике рис. 43 хорошо видно, что среди всех кратеров астероидного происхождения около северного полюса Марса нет астроблем диаметром > 90 км. Данный эффект разумно связать с малым временем тектонической релаксации марсианской поверхности в этой области.

Принимая величину $D^* = 90$ км, по формуле (4.3) находим, что такой кратер мог быть образован падением астероида диаметром $L^* \approx 9 \pm 1$ км. В этом расчете скорость удара астероида о поверхность принята 16–17 км/с (Лебединец, 1993), учтена более низкая сила тяжести на Марсе по сравнению с Землей, а также предполагается, что угол падения этого астероида мог лежать в пределах 20–90°.

Подставляя значение $L^* = 9 \pm 1$ км в формулу (4.25), для возможного возраста поверхности северной полярной области Марса получаем оценку $34.8 \text{ млн. лет} \leq \tau \leq 68 \text{ млн. лет}$. Этот результат указывает на палеогеновый возраст кратеров данной области. Он позволяет также объяснить отсутствие около северного полюса Марса кратеров кометного происхождения, которые должны были возникнуть здесь раньше.

Заметим, что верхняя оценка величины τ совпадает с этим временем у Земли (Артюшков, 1993). Анализ R-графиков для слабо кратерированных областей Марса и морских участков поверхности Луны (см. рис. 28) дает основания полагать, что образование лунных морей, по крайней мере, тех, для которых построен график, также происходило не раньше палеогена.

На рис. 43 обращает на себя внимание и другая важная закономерность – отклонение вниз числа астероидных кратеров от равновесной кривой ($\tau = \infty$), причем тем сильнее, чем ближе их диаметр к значению D^* . Это обедне-

ние крупными кратерами также является следствием относительно небольшого времени их жизни на марсианской поверхности.

Вследствие разрушения кратеров их изначально степенное распределение с показателем $\beta = 2$ в формуле (4.7) становится более крутым. Данный эффект увеличения показателя β характерен не только для астероидных кратеров Марса, но и весьма отчетливо проявляется в распределении молодых кратеров Луны (Родионова и др., 1989).

4.11. Распределение плотности кометных падений по поверхности планет

Анализ показывает, что наблюдаемое на поверхности Марса распределение кратеров, а также подводных гор на Земле во многом определяется ориентацией оси вращения планет к потоку галактических комет. Вследствие орбитального движения Солнца в Галактике эта ориентация, а вместе с ней плотность кометных падений со временем меняются.

Обсудим эти изменения более детально на примере Земли.

Интенсивность бомбардировки поверхности Земли галактическими кометами связана с их плотностью потока формулой

$$I = I_0 \cos \varphi (\sin \vartheta \cdot \sin \delta + \cos \vartheta \cdot \cos \delta \cdot \cos \varphi), \quad (4.26)$$

где I_0 – плотность потока галактических комет; ϑ – широта места; δ – склонение точки галактического центра, т.е. угол между направлением на центр Галактики и плоскостью экватора планеты; φ – часовой угол, связанный с суточным вращением Земли вокруг собственной оси.

Плотность падений комет на произвольной широте находится интегрированием формулы (4.26) по углу φ в пределах от 0 до некоторого максимального угла φ_{\max} , который определяется из условия $I(\varphi_{\max}) = 0$. В области полярных «ночи» и «дня» этот угол соответственно равен 0° и 180° , а в промежуточном случае составляет $\varphi_{\max} = -\operatorname{tg} \vartheta \cdot \operatorname{tg} \delta$. Величина угла δ зависит от положения Солнца на галактической орбите и определяется координатами центра Галактики (Ц.Г.) на небесной сфере (рис. 44).

При орбитальном движении Солнца точка Ц.Г. перемещается вдоль галактического экватора, при этом меняется лишь ее долгота l , отсчитываемая от точки восходящего узла Ω , а широта остается неизменной $b \approx 0^\circ$. В точках восходящего и нисходящего узлов ($l = 0^\circ$ и 180°) поступающие из центра Галактики кометы симметрично бомбардируют оба полушария Земли. А в точках $l = +90^\circ$ и -90° кометы соответственно в основном падают на ее южную и северную полусферы.

Эта картина, однако, осложняется тем, что положение линии узлов не остается фиксированным во времени, а вследствие прецессии земной оси с

периодом 26000 лет постепенно перемещается. Данное перемещение было замечено и измерено еще Гиппархом во II веке до н.э.

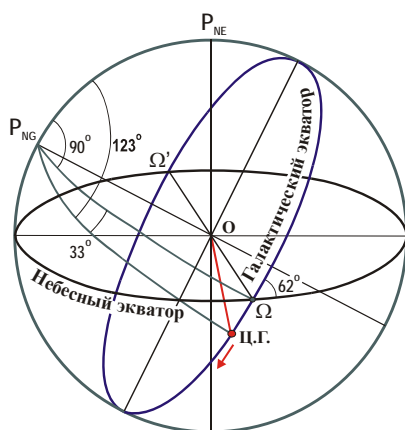


Рис. 44. Схема небесной сферы. Ц.Г. — центр Галактики; P_{NE} — полюс мира; P_{NG} — северный полюс Галактики; Ω — восходящий узел, т.е. точка пересечения небесного экватора с галактической плоскостью; стрелка показывает направление перемещения Ц.Г.

При расчете средней интенсивности падений на Землю галактических комет на протяжении миллионов лет, данную прецессию можно не учитывать, задавшись средним углом между плоскостью Галактики и эклипстикой. Но возникает другой вопрос, не существует ли более продолжительных колебаний земной оси, о которых сегодня ничего не известно, но которые, тем не менее, необходимо учитывать в расчетах?

Если такие колебания есть, то их наличие можно установить, опираясь на данные наблюдений. В частности, на основании существования на протяжении последних 700 млн. лет глобальных оледенений. Варангерского — 650÷570 млн. лет назад, ордовикско-силурского — 460÷420 млн. лет назад, пермо-карбонового или гондванского оледенения — 340÷250 млн. лет и, наконец, кайнозойского оледенения, начавшегося в эоцене (40 млн. лет назад) и до сих пор не завершившегося (Максимов и др. 1977; Чумаков, 2001; Ушаков, Ясаманов, 1984; Ясаманов, 1994; Климат, 2004; и др.). Вне названных периодов следы деятельности покровных ледников на суше в фанерозое не отмечаются, за исключением их слабого проявления около 160 млн. лет назад в келловейском веке юры (Хаин, 1971; Эпштейн, 1977).

Перечисленные оледенения повторялись с периодом ~150 млн. лет, который не согласуется с цикличностью других глобальных геологических явлений, лежащих в основе выделения границ геохронологической шкалы (см. главу 2). Данное обстоятельство, на наш взгляд, вызвано высокой чув-

ствительностью климатической системы планеты к направлению поступления комет из Галактики.

Мы полагаем (Баренбаум, Ясаманов, 2004) что ледниковые покровы возникали в эпохи падений галактических комет на полярные области Земли. Так, наиболее мощные и длительные ее оледенения: варангерское, гондванское, а также кайнозойское были вызваны бомбардировками южного полушария, а гораздо меньшее по площади ордовикское оледенение – северного полушария. Когда же кометы преимущественно падали на экватор планеты, а в фанерозое это имело место в позднем кембрии – начале ордовика, в начале и середине девона, а также в триасе и мелу, климат на Земле был теплым, и материковые оледенения не развивались (Чумаков, 1995).

С позиций данной гипотезы особенности чередования ледниковых и безледниковых эр на Земле (Климат, 2004) вполне могут быть объяснены распределением плотности кометных падений по поверхности земного шара вследствие орбитального движения Солнца вокруг центра Галактики.

Известно (Катастрофические воздействия, 2005), что падения на Землю крупных комет и астероидов могут, в частности, сопровождаться подъемом с поверхности в стратосферу значительных количеств пыли и газа. Это вызывает экранирование солнечных лучей и может привести к резкому снижению региональных температур (Стенчиков, 1985). При падении галактических комет на одно из полушарий Земли, прежде всего, в этом полушарии и следует ожидать начало развития глобального оледенения.

Вместе с тем повторение ледниковых эпох одной «полярности» с периодом 300 млн. лет объяснить лишь движением Солнца по галактической орбите затруднительно. Мы допускаем (Баренбаум, Ясаманов, 2004), что ось вращения Земли, вероятно, вместе с плоскостью эклиптики, испытывает прецессию с периодом 2700 ± 500 млн. лет в сторону движения Солнца.

На рис. 45-а приведены результаты расчета плотности падений на Землю галактических комет при данном предположении, а на рис. 44-б приведены палеошироты распространения ледниковых покровов в периоды оледенений по данным Н.М. Чумакова (2001).

Расчеты выполнены по формуле (4.26) для угла между осью Земли и осью Галактики 60° (см. рис. 44). Параметры солнечной орбиты и положение на ней Солнца в разные моменты времени вычислены на основе галактической модели, изложенной в главе 2. Считалось, что движение комет струйных потоков и Солнца происходит в одной плоскости, совпадающей с экватором Галактики. Прецессией земной оси с периодом 26 тыс. лет, приводящей к смещению точек равноденствий, пренебрегалось.

Изолинии рис. 45-а соответствуют непрерывному режиму падений галактических комет. Собственно эпохи кометных бомбардировок длительностью 1–5 млн. лет в периоды пребывания Солнца в струйных потоках показаны узкими горизонтальными полосами. Для удобства анализа плотность потока галактических комет I_0 принималась неизменной во времени.

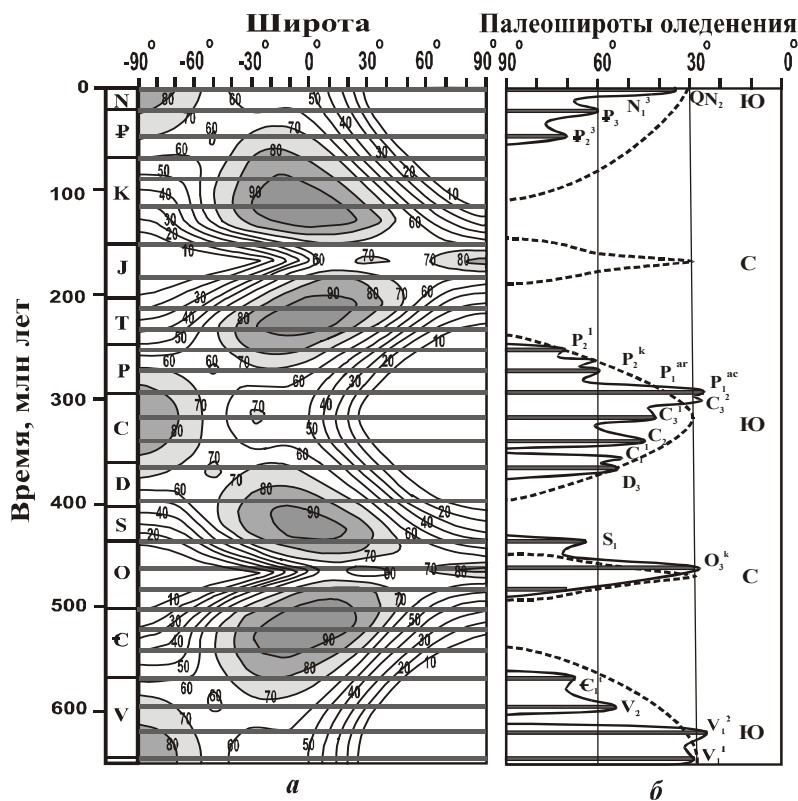


Рис. 45. Сопоставление плотности кометных падений (*а*) с палеоширотой распространения ледниковых покровов (*б*) по Н.М. Чумакову (2001): цифры у линий изоденс – проценты максимальной интенсивности I_0 , принятой за 100%. Пунктирная линия – величина угла между направлением на центр Галактики и осью вращения Земли. С и Ю – «северное» и «южное» оледенения

Сопоставление результатов расчета и фактических данных показывает, что оледенения возникают при малом угле земной оси к направлению на центр Галактики. В этих случаях кометы преимущественно падают на одно из полушарий Земли, тогда как другое полушарие на широтах более 30° вообще не подвергается их бомбардировке.

Мы полагаем, что во время падений комет на континентах образуется ледниковый покров, особенно мощный в околополюсных зонах Земли, который не успевает растаять за период между кометными бомбардировками. В юре, как известно (Климаты, 2004), вместо глобального оледенения произошло сильное келовейское похолодание. В нашей модели это можно объяснить как отсутствием в то время у северного полюса крупных континентальных масс, так и низкой интенсивностью падений на Землю комет.

Расчеты свидетельствуют, что «южные» оледенения при прочих равных условиях оказываются более продолжительными, чем «северные». В промежутках между ледниковыми эпохами, когда климат на Земле оставался весьма теплым, наиболее интенсивным бомбардировкам подвергались экваториальная зона планеты и область широт до $\pm 20^\circ$.

Построенная феноменологическая модель в общих чертах объясняет не только глобальные ледниковые события, но и позволяет иначе взглянуть на причины существования разномасштабных тектонических циклов (Баренбаум, Хаин, Ясаманов, 2004). Этот вопрос специально обсуждается в главе 8.

Заметим, что результаты расчетов для Земли применимы и к другим планетам Солнечной системы. В частности, на Марсе, ось вращения которого наклонена к плоскости эклиптики почти также как у Земли, наша модель позволяет объяснить наблюдаемое положение тектонической границы между континентальным и морским полушариями планеты (см. рис. 31).

Наличие этой границы, как и 100%-ная насыщенность кратерами континентального марсианского полушария (см. рис. 35), есть следствие современной ориентации оси вращения Марса к направлению на галактический центр и очень высокой интенсивности кометных падений $I_0 = S\Phi$, где S – площадь поперечного сечения планеты; Φ – плотность потока комет.

Имеющиеся фактические данные позволяют оценить поток комет Φ по порядку величины. Причем такая оценка может быть получена не только по кратерам на Марсе, но и по числу вулканических куполов на Венере $N \sim 10^6$ (Креславский и др., 2000). Такие купола, как и подводные горы на Земле, являются весьма чувствительным индикатором падений галактических комет. Полагая, что вулканические купола на Венере возникли в результате $k = 1\div 3$ последних кометных бомбардировок, находим

$$\Phi = \frac{N}{\pi R_B^2 k \tau} \sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ (год} \cdot \text{км}^2)^{-1}, \quad (4.27)$$

где $R_B = 6070$ км – радиус Венеры; $\tau = 30\text{--}60$ млн. лет – время релаксации поверхности Венеры, которое принято таким же, как у Марса и Земли.

Согласно (4.27) в периоды пребывания Солнца в струйных потоках Галактики частота падений на Землю комет примерно равна раз в 100 лет. Следует, однако, заметить, что по геологическим данным при нахождении Солнца в областях газоконденсации галактических рукавов интенсивность падений галактических комет может возрасти на 1-2 порядка величины.

Выполненные исследования позволяют оценить долю газа и пыли в струйных потоках Галактики, идущую на образование комет. Принимая во внимание, что истекающее из ядерного диска вещество на удалении $R = 10$ кпк от центра Галактики рассредоточивается по площади $S = \omega_d h R \sim 1.1 \cdot 10^{26}$ км² (где $\omega_d = 1.26 \cdot 10^{-7}$ рад/год – угловая скорость вращения ядерного диска, $h = 100$ пк – «толщина» струйных потоков), число комет, возникших в ветви

Ориона–Лебедя, составит $\dot{n} = S\Phi \sim 1 \cdot 10^{16}$ комет в год. При средней массе комет $\bar{m} = 5 \cdot 10^{13}$ г на их образование идет масса $M = \dot{n} \cdot \bar{m} \sim 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$. Это количество соответствует $\sim 10^{-4}$ массы газопылевого вещества, ежегодно покидающего ядерный диск Галактики со струйными потоками (глава 3).

4.11. Кометы галактических рукавов

В главе 1 показано, что в рукавах спиральных галактик одновременно образуются молодые объекты двух типов. Одни входят в состав струйных потоков, наследуют скорости и направления движения их вещества и сравнительно быстро покидают систему. Другие же конденсируются из газопылевого вещества, накопленного в логарифмических ветвях, и после образования навсегда остаются в галактике.

Физический механизм формирования комет и звезд в ветвях спиральных галактик, вероятно, един. Поэтому наряду с кометами струйных потоков, движущихся в радиальном направлении из центра системы, возникают также кометы, состоящие из газа и пыли логарифмических ветвей. Такие кометы в основном концентрируются в спиральных рукавах и движутся вместе с ними вокруг центра Галактики по орбитам близким круговым.

Численность комет второго типа в спиральных рукавах достигает максимума на удалении радиуса коротации от центра Галактики. По нашим расчетам (см. рис. 19), последний раз кометы спиральных рукавов должны были выпадать на Землю на границе неогенового и четвертичного периодов, а основные эпохи их бомбардировок приходится на конец венда – начало кембрия, начало и конец карбона, а также границу мела и палеогена.

Важной особенностью комет этого класса является их химический состав. Как и у других молодых объектов Галактики, степень металличности их вещества (логарифм отношения более тяжелых, чем водород и гелий, химических элементов к водороду) растет с приближением к радиусу коротации. Данный эффект, в частности, известен для некоторых типов звезд галактической плоскости. С удалением от центра системы их металличность достигает максимума, а затем снижается (Марочник, Сучков, 1984).

Тот же эффект, согласно нашим исследованиям, обнаруживают кометы спиральных галактических рукавов. В отличие от комет струйных потоков, формирующихся из газа и пыли, истекающих из ядра Галактики и имеющих типичное «космическое» обилие химических элементов, кометы галактических рукавов содержат повышенные содержания Al, Si, P, Ca и некоторых других нуклидов со средними атомными весами. Поэтому в эпохи выпадения таких комет на Земле отлагаются породы и руды соответствующего состава (Баренбаум, Литвинова, 2002, 2003, 2005).

Проиллюстрируем этот вывод на примере распределения в фанерозое эпох фосфатонакопления (рис. 46). Известно, что в последние 600 млн. лет наиболее крупные залежи фосфатов отлагались в течение трех сравнительно непродолжительных отрезков времени. Это границы: венд – нижний кембрий и верхний мел – нижний палеоген, а также рубеж нижней перми. На эти три эпохи приходятся периоды образования крупнейших фосфатоносных бассейнов планеты (Яншин, Жарков, 1986; Яншин, 1993).

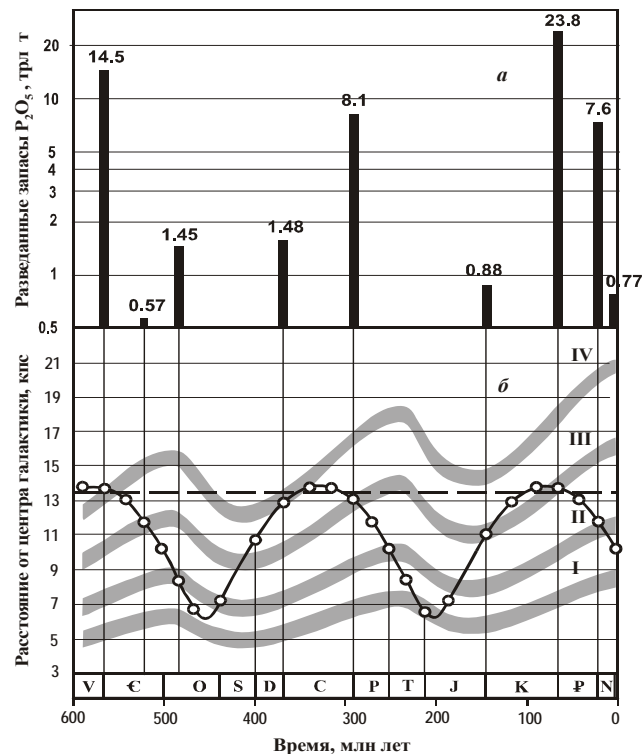


Рис. 46. Разведанные запасы фосфора (а) в сопоставлении с положением Солнца на галактической орбите (периодическая кривая) и удалением от центра Галактики ее четырех (цифры I–IV) спиральных рукавов (б): кружки – моменты кометных бомбардировок (см. табл. 5); пунктирная линия – радиус коротации Галактики

На рис. 46-а приведена зависимость разведанных запасов фосфора по отдельным эпохам фанерозоя (Баренбаум, Литвинова, 2002), а на рис. 46-б показано расчетное положение Солнца на орбите, а также его удаление от

центра Галактики и ее четырех спиральных рукавов. Горизонтальной штриховой линией обозначен радиус коротации Галактики \tilde{R} (см. § 1.6).

Мы видим, что главные эпохи фосфатонакопления на Земле приходятся на времена пребывания Солнца в зонах пересечения струйных потоков со спиральными галактическими рукавами, т.е. в областях газоконденсации и звездообразования нашей звездной системы (см. главу 1). При этом наибольшее отложение P_2O_5 наблюдается в периоды нахождения Солнца на расстоянии радиуса коротации от центра Галактики. На меньшем удалении от центра объемы отложения фосфора и, соответственно, его разведенные запасы закономерно снижаются.

Данные рис. 46 обосновывают наш вывод о том, что в областях газоконденсации спиральных рукавов возникают оба типа галактических комет. Причем на удалении $R \approx \tilde{R}$ от центра Галактики среди комет, выпадающих на Землю, доля комет галактических рукавов резко возрастает. Тогда как на расстояниях $R < \tilde{R}$ нашу планету преимущественно бомбардируют кометы струйных потоков.

Вопрос о численности комет в спиральных рукавах на разном удалении от центра Галактики и их химическом составе более детально обсуждается в главе 8 в связи с рассмотрением проблем глобального фосфато- и солегенеза в истории Земли, а также развития на нашей планете жизни.

Построения рис. 46 лишний раз позволяют убедиться в адекватности используемой нами галактической модели. С этой целью сравним величину радиуса коротации \tilde{R} , найденную по данным рисунка и вычисленную для нашей Галактики по формуле (1.13). Напомним, что эта формула оперирует лишь с параметрами закрученности струйных потоков (ρ) и логарифмических рукавов (α), определяя радиус коротации как $\tilde{R} = \rho/\alpha$.

На основании данных рис. 46-а для современного радиуса коротации Галактики получаем оценку $\tilde{R} = 13.5 \pm 1$ кпк. Расчет по формуле (1.13) дает значение $\tilde{R} = 12.2$ кпк. При расчете принята величина $\rho = 2.5$ кпк/рад, как в галактике М 31, и величина $\alpha = 0.205 \pm 0.05$ рад⁻¹ по данным рис. 5.

Значения радиуса коротации Галактики, найденные обоими способами, хотя и различаются, но в пределах возможных неточностей построенной нами модели. В первом случае расхождение вызвано, главным образом, ошибками определения расстояния между галактикой М31 и нашей звездной системой, а во втором – неточностью выбора величины параметра ρ струйных потоков и погрешностями измерения расстояния между объектами логарифмических рукавов и Солнцем. Каждая из этих ошибок сегодня оценивается на уровне 10% и более (Физика космоса, 1986; Ефремов, 1984).

Поэтому отсутствие значимых расхождений в определении величины \tilde{R} по астрономическим и геологическим данным мы рассматриваем не только как доказательство существования галактических комет второго типа, но и как веский аргумент в пользу правильности разработанной модели.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

- Обнаружены кометы галактического происхождения, поступающие в Солнечную систему в эпохи ее пребывания в струйных потоках Галактики.
- Разработаны методы регистрации и изучения галактических комет на основе сравнительного анализа процессов, инициируемых падениями этих тел на Землю и другие планеты Солнечной системы.
- Исследованы физические свойства галактических комет и установлены основные закономерности, касающиеся специфики их взаимодействия с планетами, не имеющими атмосферы, и планетами с атмосферой.

Тем самым, неопровержимо доказано существование ранее неизвестного класса крупных космических тел – галактических комет, квазипериодически в больших количествах бомбардирующих все планеты Солнечной системы и само Солнце. Показано, что в настоящее время эти объекты абсолютно недоступны наблюдениям с Земли средствами астрономии. Поэтому все, что об этих кометах удастся узнать, может быть получено лишь в результате сопоставительного анализа геологических следствий их выпадения на Землю и другие планеты Солнечной системы.

Основные сведения о галактических кометах и тех процессах, которые вызываются их падениями на планеты, заключаются в следующем.

– Галактические кометы рождаются в зонах газоконденсации спиральных рукавов и поступают в Солнечную систему исключительно в эпохи ее пребывания в струйных потоках и спиральных ветвях Галактики.

– Существуют две разновидности комет, отличающиеся составом вещества и скоростью движения относительно Солнца: «высокоскоростные» кометы струйных потоков с обычным космическим содержанием химических элементов и «низкоскоростные» кометы спиральных рукавов с повышенным обилием химических элементов со средними атомными весами.

– Наиболее изучены нами кометы струйных потоков. Ядрам этих комет свойственно экспоненциальное распределение по размерам. Плотность их вещества близка плотности водяного льда $\approx 1 \text{ г/см}^3$, а диаметр ядра, масса и энергия меняются в пределах $100 \div 2500 \text{ м}$, $10^{13} \div 10^{18} \text{ г}$ и $10^{21} \div 10^{26} \text{ Дж}$.

– Падения галактических комет носят характер кометных ливней, когда за время пребывания Солнца в струйных потоках ($1 \div 5$ млн. лет) на Землю выпадает $\sim 10^5 \div 10^6$ таких тел. В областях газоконденсации спиральных рукавов частота падений комет, вероятно, возрастает на 1-2 порядка величины.

– Последствия падений галактических комет на планеты без атмосферы (Меркурий, Луна) или с очень разреженной атмосферой (Марс) и на планеты с плотной газовой оболочкой (Земля, Венера) резко различаются.

– На «безатмосферных» планетах в месте удара кометы о поверхность возникает кратер диаметром десятки – первые сотни километров. Такие кратеры отличаются от кратеров тех же размеров, созданных падениями астероидов и комет Солнечной системы, большей численностью, морфологиче-

ски сложным строением, асимметричным расположением относительно экватора планеты, экспоненциальной функцией распределения по размерам и недавним временем образования.

– В интервале диаметров ≥ 10 км кометные кратеры более чем на порядок превышают число кратеров от астероидов и комет Солнечной системы, а максимум их плотности приходится на южное полушарие планет. На Марсе, Меркурии и Луне данное полушарие полностью насыщено кратерами. Интегральная плотность его насыщения кратерами у этих небесных тел одинакова и составляет 150 кратеров на 10^6 км².

– На примере Марса установлено, что большинство его кратеров возникло в кайнозой. Кратеры древнее 70 млн. лет уничтожены как вследствие более поздних кометных бомбардировок, так и за счет нивелирования марсианской поверхности процессами тектонической релаксации.

– На Земле и Венере кратеры от галактических комет отсутствуют. Вместо них наблюдаются сходные вулканические образования: более крупные на Земле и меньшие по размерам на Венере. На Земле – это подводные горы, а на Венере – вулканические купола. Подводные горы и их венерианские аналоги вполне согласуются с кратерами на Марсе и Луне общим количеством, экспоненциальным распределением по размерам и положением на планете.

– Показано, что в атмосфере Земли и Венеры галактические кометы полностью разрушаются, образуя гиперзвуковую кумулятивную струю, основная энергия которой идет на разогрев и плавление пород астеносферы на глубинах $\sim 10\div 100$ км. Это вызывает тектоническое «вздутие» поверхности планет и, в случае «тонкой» литосферы, интенсивное излияние лав.

– В атмосфере Марса кометы разрушаются лишь частично, что открывает уникальные возможности для исследования обоих эффектов, т.е. образования кратеров и изучения тектонического вздутия и последующей релаксации марсианской поверхности.

Взаимодействие галактических комет с воздушной и водной оболочками планет, а также физический механизм диссипации огромной кометной энергии и импульса в недрах планеты теоретически изучены пока крайне слабо. Целенаправленные исследования в этом направлении только начаты.

Тем не менее, результаты настоящей главы приводят к неоспоримому выводу, что падения галактических комет являются одним из основных поставщиков энергии для геодинамических процессов нашей планеты, а также важнейшим фактором, оказывающим влияние на ее климат и образование полезных ископаемых.

В последующих главах книги эти знания о кометах нами используются в прикладных целях для решения фундаментальных проблем наук о Земле и Солнечной системе, которые вне галактоцентрической парадигмы не только не могут быть принципиально решены, но и даже правильно поставлены.

ГЛАВА 5

ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОМЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Высоко над нашей земной поверхностью воздух пропитан и пространство заполнено магнитной и метеорной пылью, которая даже не принадлежит нашей Солнечной системе.

Письма Махатм

Кометы, без преувеличения, можно отнести к наиболее удивительным и загадочным объектам Солнечной системы. Представляют они собой огромные – диаметром до 10–20 км и массой до $\sim 10^{18}$ г – «комья» льда, пыли и газов, смерзшихся с твердым каменистым материалом, которые обращаются вокруг Солнца по орбитам, более разнообразным и далеким, чем у планет и астероидов.

Условно выделяют две основные группы таких тел (Маров, 1994): долгопериодические – с периодами движения вокруг Солнца $T > 200$ лет, и короткопериодические – с периодами $T < 200$ лет. По составу вещества обе группы комет практически идентичны, но резко отличаются одна от другой характером траекторий. Кометы первой группы имеют сильно вытянутые орбиты с эксцентриситетом $e \approx 1$, хаотически ориентированные относительно Солнца. Кометы второй группы обладают орбитами с существенно меньшими размерами и эксцентриситетами, сильно тяготеют к плоскости эклиптики и вращаются вокруг Солнца в том же направлении, что планеты и астероиды.

На большей части траекторий кометы недоступны наблюдениям с Земли. Однако при приближении к Солнцу на расстояния менее 3 – 5 а.е. кометные льды под действием солнечной радиации испаряются, ядро кометы окружается обширной светящейся оболочкой – комой, и из нее начинается интенсивное истечение газа и пыли. С этого момента яркость кометы резко возрастает, и она становится обнаружимой.

В результате многократных пролетов вблизи Солнца кометы постепенно теряют свое вещество, и их свечение со временем убывает. После полного исчезновения свечения на месте «умершей» кометы часто обнаруживают метеорные потоки и мелкие астероиды, которые мало чем отличаются от обычных тел астероидного пояса.

Известны случаи дробления и распада кометных ядер, а также гибели комет при их падении на планеты и Солнце. Астрономы ежегодно наблю-

дают 5–10 появлений комет, из которых примерно половину составляют новые, ранее неизвестные объекты.

Многие свойства наблюдавшихся комет в настоящее время объяснены и поняты (Добровольский, 1966; Всехсвятский, 1967; Казимирчак-Полонская, 1978; Чурюмов, 1980; Марочник, 1985; Шульман, 1987; Томанов, 1989; Маров, 1994). Однако принципиальный вопрос о происхождении самих комет остается открытым, изобилуя широким спектром противоречивых, часто взаимоисключающих суждений.

5.1. Гипотезы происхождения комет

В соответствии с двумя кометными разновидностями, все известные гипотезы происхождения комет Солнечной системы подразделяют на две категории (Витковский, 1971): «захватные» – допускающие возможность захвата Солнцем комет галактического происхождения, и «эруптивные» – предполагающие возникновение комет внутри Солнечной системы.

Родоначальником первой идеи является П. Лаплас (Laplace, 1796), считавший кометы межзвездными объектами, которые способны захватываться при сближении с Солнцем. Экспериментальные факты, подтверждающие эту точку зрения, впервые были представлены А. Сведstrupом (Svedstrup, 1883), обнаружившим связь перигелиев кометных орбит с галактической плоскостью. Позднее эта связь многократно подтверждалась и детализировалась С. Оппенгеймом (Oppenheim, 1924), Р. Литтлтоном (Lyttleton, 1948), И.И. Витковским (1971), В.В. Радзиевским и В.П. Томановым (1973, 1991), С. Шормой и М. Кхонной (Shorma, Khonna, 1988) и др. Представления о галактической природе комет развивали Н.Т. Бобровников (Bobrovnikoff, 1929), В. Мак-Кри (McCrea, 1953), С. Ябусита и И. Хазагава (Yabusita, Hasegawa, 1978), Е.И. Казимирчак-Полонская (1978) и др.

Эруптивная идея происхождения комет принадлежит Ж. Лагранжу (Lagrange, 1812), первым высказавшим мысль, что кометы могли возникнуть в результате выброса вещества планетами. Впоследствии эту точку зрения поддержал Р. Проктор (Proctor, 1881), объяснявший происхождение комет сильной вулканической деятельностью на Юпитере ~10 млн. лет назад. Гипотезы извержения придерживаются Е.М. Дробышевский (Drobyshevski, 1978) и А.С. Гулиев (1992). Долгие годы наиболее последовательным защитником идеи выброса комет при вулканических извержениях, причем не только больших планет, но и их спутников, был С.К. Всехсвятский (1967).

Однако ряд сторонников эруптивных представлений происхождения комет, так или иначе, связывает с астероидным поясом. В частности, В.И. Коваль (1976) допускает, что источником комет могла стать бомбардировка астероидами и метеоритами ледяных поверхностей спутников планет-гигантов. В отличие от него С.В. Орлов (1936, 1960) полагал, что кометы возникают в самом астероидном кольце при столкновениях его тел. Данная

точка зрения разделялась В.Г. Фесенковым (1951a), а не так давно поддержана В.В. Радзиевским (1995).

Одно время большую популярность приобрела гипотеза Я. Оорта (Oort, 1950), связавшего возникновение комет с взрывом планеты Фаэтон (см. главу 6), существовавшей ранее, по предположению Г. Ольберса, на месте современного пояса астероидов. Взрыв Фаэтона, по мнению Я. Оорта, привел к выбросу большого числа комет, которые сформировали на окраинах Солнечной системы гигантское «кометное облако». Из этого резервуара кометы под действием различных возмущений и поступают сегодня к Солнцу.

Год спустя Я. Оорт (Oort, 1951) отказался от такой версии образования комет и вслед за Г. Скипарелли (Schiparelli, 1871) и В.Г. Фесенковым (1951) рассматривает кометное облако как остаток протосолнечной туманности. С этой идеей также согласились Д. Койпер (Kuiper, 1951), В.С. Сафронов (Safronov, 1972), Э. Эпик (Örik, 1975), Ф.А. Цицин и др. (1985).

Однако указанной точке зрения противостоят результаты Т. Ван Фландерна (Van Flandern, 1977, 1992), который на основе детального анализа элементов орбит 60 долгопериодических комет, чьи перигелии находятся в астероидном поясе, пришел к выводу о реальности взрыва планеты, существовавшей между Марсом и Юпитером, причем всего лишь 3 млн. лет назад.

Перечисленные гипотезы, а также другие, не упомянутые нами идеи, с которыми можно познакомиться в книгах (Всехсвятский, 1967; Чурюмов, 1980; Томанов, 1989; Маров, 1994; и др.), более или менее удачно объясняя существование комет какого-либо одного типа, неизменно испытывают затруднения при объяснении происхождения комет другого типа.

Для захватных гипотез эти трудности связаны с полным отсутствием комет, движущихся относительно Солнца по сильно гиперболическим траекториям, а также очень низкой вероятностью захвата Солнцем галактических комет с их последующей трансформацией в короткопериодические кометы. Для эруптивных гипотез, наоборот, сложности возникают при объяснении происхождения долгопериодических комет и их связи с галактической плоскостью. Не свободна от недостатков и гипотеза кометного облака Оорта. При прохождении Солнца через плотные межзвездные облака и в результате близких пролетов около Солнца звезд оно должно наверняка лишиться значительной части своих комет (Van den Bergh, 1982; Bailey, 1986; Долгополова, Марочник, 1987; Чепурова, Шершкина, 1989). Предпринятые Ф. Уипплом (Whipple, 1964), Д. Хиллсом (Hills, 1982), Ф.А. Цициным и др. (Tsitsin et al., 1999) попытки передвинуть кометный резервуар ближе к Солнцу не спасают положения.

5.2. Постановка задачи

Вопрос о происхождении комет Солнечной системы нами решается в рамках модели, обоснованной в предыдущих главах. Согласно данной модели эволюция Галактики сопровождается постоянным разрушением звезд.

Газопылевые продукты распада звезд сначала накапливаются в центре системы, формируя быстро вращающийся ядерный диск, а затем, спустя примерно 100–300 млн. лет после своего образования (см. далее главу 6), покидают диск в результате явления струйного истечения (см. главу 1).

Истекающее из диска газопылевое вещество двумя струйными потоками распространяется в галактической плоскости, конденсируясь в плотные облака, кометы и звезды. Солнце вращается вокруг центра Галактики по медленно поворачивающейся эллиптической орбите, периодически пересекая струйные потоки и спиральные галактические рукава. В эти моменты объекты Солнечной системы подвергаются интенсивным бомбардировкам галактическими кометами, повторяющимися каждые $19 \div 37$ млн. лет. Последняя из них имела место на границе неогеновой и четвертичной систем, т.е. произошла в интервале времени от 5 до 1 млн. лет назад (см. главу 2).

Поэтому многие наблюдаемые сегодня в Солнечной системе явления, такие, например, как «пекулярность» Солнца (Глушнев, 1994), повышенная геологическая активность Земли (Артюшков, 1994), сильная турбулентность атмосфер планет-гигантов (Маров, 1981), возбужденное состояние тел астероидного пояса (Рускол, 1986), значительная «запыленность» межпланетного пространства (Браунли, 1984) и присутствие в нем больших количеств комет, метеоритов и астероидов с динамически малым временем жизни (Симоненко, 1985) мы рассматриваем (Кузнецов и др., 1991) как комплекс взаимосвязанных остаточных явлений, обусловленных недавним пребыванием Солнечной системы в потоке галактических комет.

В соответствии с изложенными представлениями в главе обоснована точка зрения (Баренбаум, 1990), что присутствующие в Солнечной системе кометы – это захваченные гравитационным притяжением Солнца продукты столкновений галактических комет с телами астероидного пояса. Скомпонованы эти кометы из вещества разрушенных галактических комет, смерзшегося с большим или меньшим количеством твердого (обломочного) и диффузного (испарившегося) материала астероидов. В своем подавляющем большинстве возникли эти кометы в Солнечной системе в период последнего ее пребывания в струйном потоке Галактики – рукаве Ориона-Лебедя.

Вследствие двойственного генезиса, кометы Солнечной системы нельзя отнести ни к объектам галактического происхождения, ни «солнечного», а необходимо рассматривать как весьма специфическую для Солнечной системы категорию тел – «кометоастероидов».

Цель данной главы состоит в обосновании «кометоастероидной» гипотезы происхождения комет Солнечной системы. Основное внимание в главе уделяется трем вопросам.

1. Анализ последствий столкновений галактических комет с телами астероидного пояса.

2. Причинам появления долгопериодической и короткопериодической разновидностей кометоастероидных тел и объяснению характера их орбит.

3. Оценке количества вторичных комет каждого типа, существующих сегодня около Солнца.

5.3. Столкновения комет и астероидов (общее рассмотрение)

Известно, что 98% всех обнаруженных в настоящее время астероидов сосредоточено в Солнечной системе между орбитами Марса и Юпитера в виде широкого тороидального кольца. В этой области межпланетного пространства они могут существовать на протяжении 4.6 млрд. лет с момента образования, лишь несколько меняя со временем параметры орбит. Распределение астероидов кольца по диаметрам носит степенной характер и, за исключением самых крупных из них (Хартман, 1978), хорошо подчиняется обратной квадратичной зависимости:

$$N(D_\alpha) = 10^5 D_\alpha^{-2}, \quad (5.1)$$

где $N(D_\alpha)$ – число астероидов диаметром больше D_α (в км).

Запись (5.1) эквивалентна распределению спектральной плотности астероидов по размерам $n(D_\alpha)$ следующего вида:

$$n(D_\alpha) = \frac{dN}{dD_\alpha} = -2 \cdot 10^5 D_\alpha^{-3}. \quad (5.2)$$

Из результатов физического и математического моделирования процессов высокоскоростного удара (Базилевский и др., 1983; Мелощ, 1994) следует, что столкновения комет с астероидами носят характер взрыва, при котором выделяется энергия близкая по величине кинетической энергии соударяющихся тел. В зависимости от соотношения размеров кометы и астероида процессы, инициированные таким соударением, должны различаться.

При попадании кометы в крупный астероид массой m_α , значительно превосходящей массу кометы m_k , энергия взрыва, главным образом, идет на образование в месте удара воронки с попутным дроблением и испарением вещества астероида и перемещением продуктов выброса от кратера, а также на возникновение мощной ударной волны. Тело кометы полностью разрушается, а ее вещество испаряется и рассеивается, механически и химически перемешиваясь с материалом астероида. Общая масса вещества, выброшенного при образовании воронки, может в 10–1000 раз превышать массу ударившей кометы. Скорость выброса основной массы пород лежит в пределах от метров до нескольких километров в секунду, а у испарившегося вещества может достигать ~10 км/с (Базилевский и др., 1983). При этом у планет и очень крупных астероидов большая часть выброшенного материала падает обратно на их поверхность, а у мелких – теряется (Симоненко, 1979).

Для менее крупных астероидных тел ($m_\alpha \sim m_k$), энергии удара может оказаться достаточно, чтобы наряду с кумулятивным эффектом вызывать сильное разрушение астероида и даже развалить его на части. В случае

столкновения комет с совсем мелкими камнями ($m_\alpha \ll m_k$) оба тела полностью разрушаются. Процесс дробления комет и астероидов неизбежно сопровождается выбросом в межпланетное пространство огромных количеств кометной и метеоритной пыли.

Большой интерес представляет вопрос о минимальном размере астероидов D_α^* , столкновения с которыми губительны для галактических комет, а также общем количестве таких тел в астероидном поясе.

Величину критического диаметра астероидов D_α^* найдем из соображений равенства энергии связи кометного ядра E_k кинетической энергии астероида E_α в системе покоя кометы. Полагая, что вещество ядра кометы удерживается, главным образом, силами гравитации, для величины энергии связи можем записать $E_k = 2m_k^2 G / D_k = (1/18) \pi^2 G \rho_k^2 D_k^5$, где G – гравитационная постоянная, D_k – диаметр ядра кометы. Выражение для кинетической энергии астероида имеет вид $E_\alpha = m_\alpha V^2 / 2 = \pi \rho_\alpha D_\alpha^3 V^2 / 12$, где V – взаимная скорость галактической кометы и астероида. Принимая плотности ядра кометы и астероида равными, соответственно, $\rho_k = 1$ г/см и $\rho_\alpha = 4$ г/см и полагая скорость $V = 450$ км/с (см. главу 2), зависимость величины D_α^* , км, от диаметра кометного ядра получим в виде:

$$D_\alpha^* = 3.7 \cdot 10^{-5} D_k^{5/3} \quad (5.3)$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что при диаметре ядра галактической кометы ~ 10 км причиной ее разрушения становится столкновение с астероидом метровых размеров, а при диаметре кометы $D_k \sim 100$ м ее разрушить может камень в несколько сантиметров.

Общее число астероидов в кольце $N(D_\alpha^*)$, столкновения с которыми губительны для галактических комет, оценим по формуле (5.3) в предположении, что данный закон справедлив не только для крупных астероидов, но и для более мелких ненаблюдаемых объектов.

Подставляя выражение (5.3) в формулу (5.1), будем иметь

$$N^* = N(D_\alpha^*) = 1.55 \cdot 10^{13} D_k^{-10/3}. \quad (5.4)$$

Согласно (5.4), для галактических комет с диаметром ядра $D_k \sim 1$ км количество «опасных» астероидов в кольце составляет $\sim 1.5 \cdot 10^{13}$, а для комет $D_k \sim 10$ км оно снижается до $\sim 7.2 \cdot 10^9$. Учитывая, что объем пространства, занятого ансамблем астероидов, составляет $\sim 1.6 \cdot 10^{26}$ км³ (Симоненко, 1979), их средняя концентрация в кольце в первом случае оказывается $\sim 10^{-13}$ км⁻³, а во втором $\sim 5 \cdot 10^{-17}$ км⁻³. Для сравнения укажем, что объем Земли $\sim 10^{12}$ км³.

Как мы видим, концентрация «опасных» астероидов в кольце совершенно ничтожна – менее одного камня в десяти объемах нашей планеты. Вместе с тем, вероятность столкнуться с такими объектами для галактических комет отнюдь не мала.

В качестве меры этой вероятности введем понятие сечения разрушения комет в столкновениях с астероидами S^* . Полагая, что разрушение вызывает всякий пролет кометы на расстоянии от астероида, меньшем полусуммы диаметров обоих тел, будем иметь

$$S^*(D_k) = \frac{\pi}{4} \int_{D^*}^{D_{am}} (D_\alpha + D_k)^2 n(D_\alpha) \cdot dD_\alpha = N^* \left[D_k^2 + 2D_k D_\alpha^* + D_\alpha^{*2} \ln(D_{am}/D_\alpha^*) \right], \quad (5.5)$$

где $D_{am} = 1000$ км – максимальный диаметр астероидов.

Физический смысл формулы (5.5) очевиден. Ее первое слагаемое в квадратных скобках определяет вклад в суммарное сечение разрушения комет числа их столкновений с астероидами минимально опасных размеров, а два других члена – с телами промежуточного и максимального диаметров.

График зависимости сечения $S^*(D_k)$ представлен на рис. 47.

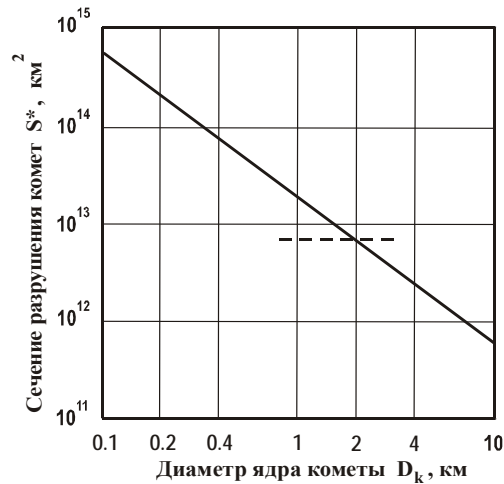


Рис. 47. Сечения разрушения галактической кометы в астероидном поясе в зависимости от диаметра кометного ядра. Пунктирная линия – площадь поперечного сечения Солнца

Из расчета следует, что для галактических комет типичных размеров $D_k = 0.1 \div 5$ км сечение разрушения в столкновениях с телами астероидного пояса составляет $S^* \sim 10^{12} - 10^{15}$ км². Это больше площади поперечного сечения Солнца $S_0 = 6.2 \cdot 10^{12}$ км² и тем более сечений отдельных планет. В частности, у Юпитера величина $S_{ю} = 1.6 \cdot 10^{10}$ км², а у Земли – $1.3 \cdot 10^8$ км².

Таким образом, вероятность гибели галактических комет в кольце астероидов в ~ 100 раз выше, чем вероятность их падения на все объекты Солнечной системы вместе взятые. Отсюда ясно, что астероидный пояс высту-

пает сегодня главным местом, где происходит взаимодействие комет струйных потоков с телами Солнечной системы.

Из структуры формулы (5.5) также следует, что при $D_k \sim 0.1\text{--}10$ км решающий вклад в величину S^* дают столкновения комет с астероидами малых размеров, на долю же более крупных тел приходится $\sim 10^{-4}$ всех столкновений. Поэтому в поясе астероидов должны резко преобладать процессы испарения и дробления галактических комет, сопровождающиеся выбросом в межпланетное пространство больших количеств кометных газов и пыли.

Этот вывод, однако, не означает, что соударения комет с крупными астероидами не играют существенной роли, и ими можно пренебречь. В силу значительных кумулятивных эффектов такие столкновения приводят к интенсивному дроблению самих астероидов и выбросу их обломков из кольца (Баренбаум, 1990а, 1994).

5.4. Захват Солнцем вторичных тел

Итак, наше предыдущее рассмотрение показывает, что в результате столкновений с галактическими кометами в астероидном поясе должны возникать, хотя и с разной вероятностью, все известные нам типы малых тел Солнечной системы: 1) крупные блоки твердых пород – астероиды; 2) мелкие их обломки – метеориты; 3) разрушенные ядра галактических комет; а также 4) мелкодисперсное рассеянное и испарившееся вещество, представленное кометной и метеоритной пылью.

Поинтересуемся дальнейшей судьбой этих новообразований.

5.4.1. Межпланетная пыль

О природе межпланетной пыли, прежде всего, судят по падающим на Землю микрометеоритам – мельчайшим частичкам космического вещества размерами от микрона до нескольких миллиметров. В своей основной массе они представляют собой (Браунли, 1984) очень пористые хрупкие агрегаты темного цвета, по химическому составу близкие веществу углистых хондритов или, что встречается реже, состоящие из ассоциаций нескольких кристаллических зерен минералов, характерных для других известных типов метеоритов. Принято считать (Физика космоса, 1986), что пылинки заносятся во внутреннюю область Солнечной системы, в основном, кометами.

В нашей модели частицы пыли могут также возникать в астероидном поясе в результате испарения вещества его тел при соударениях с галактическими кометами. При низких температурах пары и газы, а также мельчайшие капли расплавленного ударом вещества быстро охлаждаются и конденсируются в пылевые агрегаты. Некоторая часть пылинок при этом легко смерзается с твердым обломочным материалом астероидов, оседая на их поверхности, либо захватывается и входит в состав ядер образующихся вторичных комет. Большая же часть пылинок остается в свободном состоянии.

Поведение таких свободных пылевых частиц в Солнечной системе, в основном, определяется их массой и размерами (Физика космоса, 1986). Пылинки очень малых диаметров $d < 10^{-5}$ см под действием светового давления Солнца быстро «выметаются» из межпланетного пространства. Более крупные частицы, вследствие эффекта Пойнтинга–Робертсона, наоборот, по спиральным орбитам движутся к Солнцу. Время их падения, лет, на Солнце составляет:

$$\tau = 3.5 \cdot 10^6 d \rho R^2, \quad (5.6)$$

где ρ – плотность вещества пылинок, R – радиус (в а.е.) начальной орбиты пылинок, с которой они начинают двигаться к Солнцу.

Согласно формуле (5.6), например, для частиц диаметром $d \sim 10^{-4}$ см и плотностью $\rho = 1$ г/см³, начинающих движение из пояса астероидов, величина $\tau = 2 \cdot 10^5$ лет, а для тех же пылинок, выброшенных за орбиту Сатурна, это время достигает 20 млн. лет. При прочих равных условиях, более крупные и (или) плотные частицы падают на Солнце позднее.

При движении к Солнцу часть пылинок перехватывается планетами, их спутниками и астероидами. Иногда это приводит к весьма примечательным эффектам. Так, например, у Япета, спутника планеты Сатурн, который вращается постоянно повернутым к ней одной стороной, передняя полусфера поверхности по его ходу движения по альбедо поверхности оказывается на порядок темнее задней (Маров, 1981).

Однако наиболее интенсивное отложение пылевых частиц происходит на телах астероидного пояса, что находит отражение в своеобразном распределении тел кольца с «сильно» (С-астероиды) и «слабо» (S-астероиды) измененными пылью свойствами поверхности (рис. 48).

На рис. 48 показана зависимость плотности С- и S-астероидов пояса от расстояния до Солнца по данным Д. Моррисона. Рис. 48-а заимствован из работы (Симоненко, 1979), а на рис. 48-б те же зависимости представлены в полулогарифмической системе координат.

В последнем случае графики для «темных» С-астероидов и «светлых» S-астероидов вполне хорошо аппроксимируются формулами:

$$N_c(R) = 1.75 \exp[(R - R_0)/L], \quad (5.7)$$

$$N_s(R) = 1.75[1 - \exp(-(R - R_0)/L)], \quad (5.8)$$

где $R_0 = 2.3$ а.е. и $L = 0.42 \pm 0.02$ а.е. – константы.

Графики рис. 48-б позволяют усомниться в существующей сегодня интерпретации распределений С- и S-тел астероидного пояса как некой фундаментальной космогонической закономерности, сохранившейся с момента образования Солнечной системы (Войткевич, 1979, 1988).

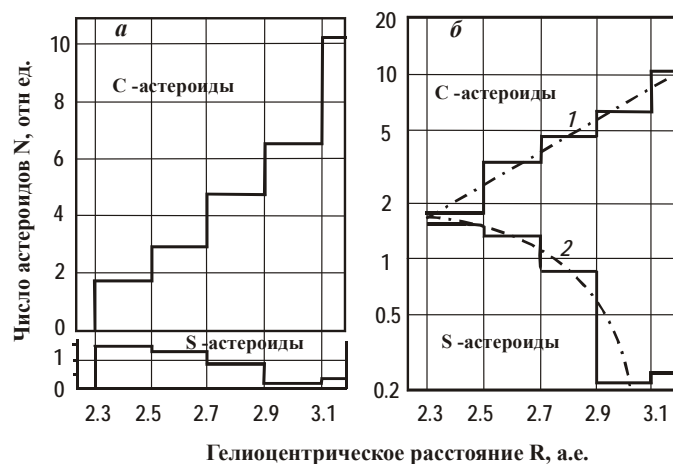


Рис. 48. Пространственная плотность в астероидном поясе «темных» (C) и «светлых» (S) астероидов диаметром более 50 км как функция расстояния от Солнца в обычной (а) и полулогарифмической (б) системах координат. Штрих пунктирные линии (1) и (2) соответствуют формулам (5.7) и (5.8)

Хорошая аппроксимация распределений темных и светлых астероидов в кольце формулам (5.7) и (5.8) дает основания связать обе эти закономерности с диффузионным характером проникновения пыли в данную область окосолнечного пространства (Баренбаум, 1990а).

Проникновение пыли в область космического пространства, занятого кольцом астероидов, в диффузионной модели может быть охарактеризовано величиной константы $L = (n\sigma)^{-1}$, где n – пространственная плотность тел в кольце, σ – сечение поглощения ими пыли.

При движении в Солнечной системе на удалении R от Солнца астероид массой M вычерпывает вокруг себя частицы пыли из тороидальной области радиусом $r = RM^{2/5}$. Поэтому для медленно диффундирующих к Солнцу пылинок сечение их захвата астероидом составит $\sigma = 4\pi rR = 4\pi R^2 M^{2/5}$.

Интегрируя сечение $\sigma(R)$ по M в предположении, что распределение астероидов (5.2) выполняется во всем диапазоне их диаметров, находим, что константа $L = 0.42$ а.е. может быть вполне объяснена поглощением пыли телами астероидного пояса размером $D_a > 10$ см.

При прочих равных условиях скорость отложения пыли на единице поверхности астероидов растет как $\sim D^{8/5}$. И, следовательно, наиболее интенсивно частицы пыли оседают на крупных телах. Поэтому не случайно, что среди всех тел кольца диаметром $D > 80$ км примерно 83% относится к типу C, т.е. покрыты достаточно толстой пылевой «коркой», и только 17% – к типу S (Симоненко, 1979).

Анализ показывает, что при плотности потока $\sim 10^{-10}$ галактических комет в год на км^2 за время пребывания Солнца в струйном потоке шанс столкнуться с кометой имеют лишь астероиды с $D > 50$ км. Особенно велика эта вероятность у самых крупных астероидов – Цереры, Паллады и Весты. Эти астероиды часто испытывают удары галактических комет и в той или иной форме захватывают образующиеся при этом обломки пород и пыли. Все три астероида имеют близкие спутники и богатые астероидные семейства, а их поверхность отличается резкой неоднородностью отражательных свойств. Последнее обстоятельство не позволяет отнести эти астероиды к S и C типам, и заставляет выделить их в особый класс U (Симоненко, 1985).

Астероиды меньших размеров в результате соударения с галактическими кометами дробятся и могут лишиться пылевой поверхностной корки. Часть их обломков при этом теряется и уходит за пределы астероидного пояса (например, группы Аполлона и Амура), другие остаются и образуют семейства (Эос, Корониды, Низы и др.), некоторые астероиды обзаводятся спутниками (Геба, Геркулина и др.).

Спутниковые системы крайне не долговечны. Разрушаясь, они могут превращаться в объекты вытянутой формы с быстрым вращением относительно короткой оси (Низа, Эрос и др.).

Все названные астероиды и члены их семейств относятся к типу S, т.е. «молоды». Они не успели еще покрыться темной пылевой коркой и в отличие от «старых» C-астероидов не избегают запрещенных люков (Симоненко, 1985). Со временем толщина слоя пыли на поверхности астероидов увеличивается, и их окраска меняется со светлой на темную.

Ярким примером $C \rightarrow S$ преобразований астероидов служат семейства Эос ($R = 3.02$ а.е.) и Коронид (2.87 а.е.). По имеющимся оценкам время разрушения родительских тел этих систем составляет ~ 1 млн. лет (Симоненко, 1985). Мы полагаем, что разрушение родительских астероидов семейств Эос и Коронид, вероятно, произошло в период последней кометной бомбардировки. Так что теперь их обломки своим S-типом резко отличаются от всех других тел внешней зоны кольца.

Таким образом, согласно развиваемым представлениям, основной причиной различий C- и S-астероидов кольца является разная степень запыленности их поверхности темной пылевой материей. При этом общий характер их распределения (рис. 48) в астероидном поясе получает объяснение (Баренбаум, 1990а) как результат одновременного протекания в поясе двух конкурирующих процессов: с одной стороны, осаждения на астероидных телах пылевых частиц, а с другой – разрушения самих тел в столкновениях с галактическими кометами.

5.4.2. Метеорные и более крупные тела

У всех малых тел Солнечной системы с массами большими, чем у пылинок, главным фактором, определяющим их дальнейшую судьбу, является величина начальной скорости V , которую они получают при рождении. Если родительский астероид велик и полностью не разрушается от удара галактической кометы, а скорость вторичных продуктов мала и не превышает значения $V_1 = D_\alpha \sqrt{\pi \rho_\alpha G} \approx 10^{-3} D_\alpha$ км/с, то выброшенный взрывом материал не в состоянии преодолеть притяжения родительского астероида и выпадает обратно на его поверхность.

Если скорость V выброшенных обломков (в основном мелких астероидов и метеоритов) окажется в пределах от V_1 до $V' = \sqrt{2} V_1$, то при определенных условиях они могут начать вращаться вокруг родительского тела на удалении $r < R \cdot (m_\alpha / M_\odot)^{2/5}$ от его центра. Наличие одного, а то и нескольких близких спутников обнаружено у целого ряда крупных астероидов (Van Flandern et. al., 1979). Время жизни подобных «спутниковых» систем мало. Под действием разных возмущений, в первую очередь, со стороны Юпитера и Солнца, а также других астероидов, спутники должны быстро упасть на центральное тело, либо его покинуть. Поэтому сам факт существования таких систем определенно указывает на их очень недавнее образование.

Ситуация $V > V'$ представляет для нас наибольший интерес. В этом случае, как и при полном разрушении астероида кометой, новообразованные тела теряют связь с родительским астероидом. При этом некоторой их части может быть передан достаточно большой импульс, который позволит им покинуть не только астероидный пояс, но и Солнечную систему.

Условие «выбывания» астероидов из кольца в самом грубом приближении может быть записано в виде: $\Delta V > V_x$, где ΔV – приращение скорости астероида (или его отколовшейся части) после соударения с кометой, V_x – средняя хаотическая скорость астероидов в кольце. В соответствии с законом сохранения импульса, максимальное ΔV , которое может получить астероид при упругом столкновении с кометой, составит $\Delta V = V \cdot m_\alpha / (m_\alpha + m_k)$, где V – скорость кометы относительно астероида. Отсюда, условие выбывания тел из астероидного кольца сводится к ограничению:

$$m_\alpha \leq m_k / (V/V_x - 1). \quad (5.9)$$

Полагая $V = 450$ км/с, $V_x = 5$ км/с, и принимая для крупных галактических комет $m_k \sim 10^{16}$ г, находим $m_\alpha \leq 10^{18}$ г. При плотности астероидного вещества $\rho_\alpha = 4$ г/см³ указанной массе отвечают тела диаметром $D \leq 8$ км.

Таким образом, выйти за пределы пояса имеют шанс, главным образом, тела малых и средних размеров, а более крупные остаются в кольце.

Тем самым получает объяснение тот факт (Симоненко, 1985), что почти все находящиеся вне кольца астероиды, в частности, семейств Аполлона,

Амура и Атона в основном представлены телами, диаметром менее десяти километров. В полной мере этот вывод справедлив и для покидающих астероидный пояс вторичных комет.

Став «свободными», вторичные тела начинают двигаться по самостоятельным кеплеровским орбитам, определяемым величиной и направлением скорости V , которую они приобретают относительно Солнца в момент рождения. Влияние этой скорости на их дальнейшую судьбу можно учесть, представив V в системе центра масс сталкивающихся родительских тел:

$$V = |W + U| = \sqrt{W^2 + U^2 + 2WU \cdot \cos(\vartheta)}, \quad (5.10)$$

где W – скорость тел в системе центра масс «родителей», U – скорость центра масс относительно Солнца, ϑ – угол между векторами W и U .

Для захваченных Солнцем вторичных тел их скорость V на удалении от Солнца R , равном афелийному расстоянию, связана с эксцентриситетом e и величиной большой полуоси орбиты α выражениями:

$$V = \sqrt{GM_0(2/R - 1/\alpha)} = V^* \sqrt{1 - R/2\alpha} = V^* \sqrt{\frac{R}{2\alpha} \left(\frac{1-e}{1+e} \right)}, \quad (5.11)$$

где $V^* = \sqrt{2GM_0/R}$ – предельная скорость выброса вторичных тел из пояса, когда Солнце еще в состоянии удержать их своим притяжением.

Полагая $R = 2.8$ а.е., то есть равным среднему радиусу кольца астероидов, для скорости «убегания» будем иметь $V^* = 25$ км/с.

Формула (5.11) говорит о том, что в Солнечной системе остаются лишь тела, чья начальная скорость относительно Солнца лежит в пределах $V^*/\sqrt{2} \leq V < V^*$. Если тело выбрасывается из пояса со скоростью $V > V^*$, оно обязательно покидает Солнечную систему. Если же скорость тела меньше $V^*/\sqrt{2}$, то оно быстро упадет на Солнце.

Поэтому у всех новообразованных тел, захваченных притяжением Солнца, радиусы орбит должны удовлетворять неравенству $0 < R/\alpha \leq 1$, где верхний предел отвечает телам, остающимся в поясе астероидов, а нижний – кометам, орбиты которых далеко выходят за его границу.

Комбинируя выражения (5.10) и (5.11), условию захвата Солнцем вторичных тел можно придать следующий вид:

$$W^2 + U^2 + 2WU \cos(\vartheta) + \left(\frac{R}{2} - 1 \right) V^* < 0 \quad (5.12)$$

Из формулы (5.12) следует, что вероятность вторичных тел быть захваченными Солнцем носит анизотропный характер и сильно зависит от соотношения масс сталкивающихся комет и астероидов.

Для количественного учета эффектов анизотропии введем функцию распределения возникающих в поясе вторичных тел по скоростям $F(W, U)$, определив ее следующим образом

$$F(W, U) \cdot dW \cdot d\Omega = \frac{F_0}{4\pi} \left(\frac{W}{V^*} \right)^{-\gamma} \sin(\vartheta) \cdot dW \cdot d\vartheta, \quad (5.13)$$

где γ – константа, F_0 – постоянная, отвечающая условию:

$$4\pi \int_{V'}^{\infty} dW \int_0^{\pi} F(W, \vartheta) \sin(\vartheta) \cdot d\vartheta = 1 \quad (5.14)$$

где V' – скорость убегания для астероида.

В формулах (5.13) и (5.14) предполагается, что функция $F(W, \vartheta)$ по скоростям вторичных объектов W является степенной, а по углам ϑ их вылета из пояса – изотропной в системе центра масс родительских тел.

Проанализируем следствия, вытекающие из формул (5.12)–(5.14), для двух предельных, но практически важных случаев. В первом случае рассеяние комет происходит на очень крупных астероидах ($m_\alpha \gg m_k$), а во втором – на очень мелких ($m_\alpha \ll m_k$).

5.4.3. Рассеяние комет на крупных астероидах

При соударении кометы с астероидом очень больших размеров скорость центра масс U сталкивающихся тел практически совпадает со скоростью движения астероида вокруг Солнца $U = \sqrt{GM_o/R} = V^*/\sqrt{2}$, а выброс дочерних тел происходит симметрично плоскости эклиптики.

Подставляя значение скорости U в единицах V^* в формулу (5.12) и решая квадратичное уравнение, условие захвата получаем в виде

$$W(\vartheta, R/\alpha) \leq W^* = \frac{V^*}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1 + \cos^2(\vartheta) - \frac{R}{\alpha}} - \cos(\vartheta) \right] \quad (5.15)$$

В качестве примера рассмотрим случай рассеяния галактической кометы на астероиде диаметром 1000 км (Церера). Зависимости вероятности захвата Солнцем вторичных тел $P(\vartheta, R/\alpha)$, покидающих пояс под разными азимутальными углами, но характеризующиеся одинаковыми значениями большой полуоси орбиты, приведены на рис. 49.

Расчет выполнен по формуле

$$P(\vartheta, R/\alpha) = \frac{\int_{V'}^{W^*} W \cdot dW}{\int_{V'}^{\infty} W \cdot dW} \quad (5.16)$$

при показателе степени $\gamma = 2$ в формуле (5.13), отвечающем равновероятному распределению новообразованных тел по массам и энергиям.

На рис. 49 видно, что наибольший шанс остаться в Солнечной системе имеют тела, вылетающие в сторону, противоположную движению родительского астероида. Причем для тел, не выходящих за пределы кольца, этот случай является единственно возможным. Скорость вращения таких

тел вокруг Солнца ниже, чем у их родителей, поэтому в результате многих актов дробления астероиды постепенно смещаются к внешнему краю кольца. Тогда как очень крупные тела, испытавшие малое число дроблений, тяготеют к своим прежним местам (рис. 50).

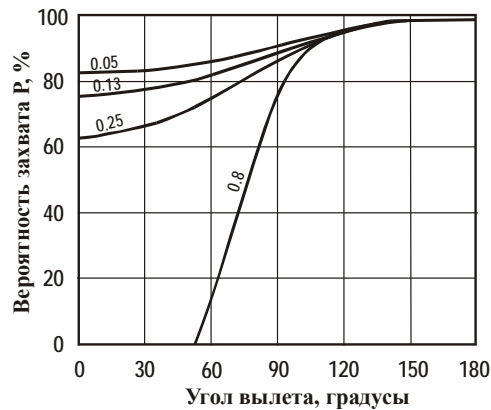


Рис. 49. Вероятность захвата Солнцем вторичных тел, возникающих в столкновениях галактических комет с крупными астероидами, как функция угла вылета и радиуса орбиты: на кривых указана величина параметра R/α выброшенных тел в случае достижения ими орбиты Урана (0.05), Сатурна (0.13), Юпитера (0.25) и внешнего края астероидного пояса (0.8)



Рис. 50. Сечение кольца астероидов плоскостью, перпендикулярной плоскости эклиптики и проходящей через Солнце: заштрихованы области с разной пространственной плотностью тел. Показаны петли, которые делают в этой плоскости Паллада, Церера и Веста (по Л. Кресаку)

С увеличением большой полуоси орбиты вероятность захвата вторичных тел Солнцем при выбросе «вперед» быстро растет, а концентрация их к плоскости эклиптики падает. Так что для объектов, далеко улетающих от Солнца, распределение захваченных тел по углам вылета из пояса становится практически изотропным во всех направлениях.

5.4.4. Рассеяние комет на мелких астероидах

В случае $m_\alpha \ll m_k$ ситуация радикально меняется. Если раньше преобладающим типом вторичных тел были обломки астероидов, сгоревшие с большим или меньшим количеством льдистого кометного материала, то теперь вторичные тела, в основном, представлены скомпонованным веществом разрушенных галактических комет.

Кроме того, центр масс сталкивающихся родительских тел связан уже не с астероидом, а с кометой. В этом случае скорость $U \approx 450$ км/с, что составляет $\approx 18V^*$, и решение уравнения (5.11) приобретает вид:

$$W^* = 18V^* \left[\sqrt{3.1 \cdot 10^{-3} \left(1 - \frac{R}{2\alpha} \right) - \sin^2(\vartheta) - \cos(\vartheta)} \right] \quad (5.17)$$

Функция (5.17) имеет физический смысл при более жестких ограничениях по скоростям и направлениям вылета тел из пояса. Теперь в Солнечной системе могут оставаться лишь тела, которые покидают пояс астероидов со скоростью $U - V^* < W < U + V^*$ и в конусе углов $\Delta\vartheta \leq \pm 3^\circ$, причем в направлении противоположном движению кометы (рис. 51).

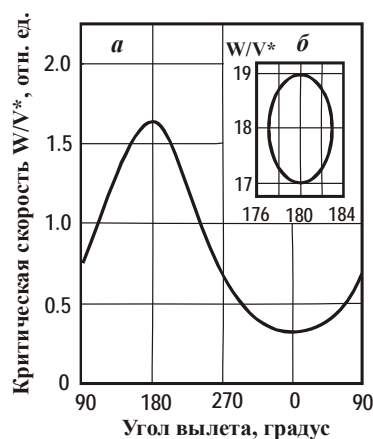


Рис. 51. Зависимость критической скорости тел от угла вылета из пояса при столкновениях галактических комет с крупными (а) и мелкими (б) астероидами: расчет по формулам (5.15) и (5.17) при $R/\alpha = 0$

Вероятность захвата Солнцем таких тел составляет по порядку величины $(V \cdot \Delta g/U)^2 \sim 3 \cdot 10^{-5}$, что намного ниже, чем при рассеянии галактических комет на крупных астероидах.

У тел, рожденных в столкновениях с мелкими астероидами, резко преобладает направление вылета вдоль оси галактический «центр – антицентр». При этом направления в сторону центра и антицентра Галактики не вполне равноправны. Поскольку число захваченных Солнцем вторичных тел с малыми скоростями W выше, то количество объектов, возвращающихся к нему со стороны центра Галактики, оказывается большим, чем со стороны антицентра (Томанов, 1989).

Кроме того, в силу орбитального ускорения Солнца, составляющего в современную эпоху $+3.2$ км/с в 10^6 лет (глава 2), центр масс родителей вторичных комет также движется с этим ускорением. Поэтому для комет, выбрасываемых в сторону галактического центра, система отсчета, связанная с Солнцем, оказывается как бы более «инерциальной», чем для комет, поступающих с противоположной стороны.

С последним обстоятельством, по-видимому, можно связать известный факт (Томанов, 1989), что у долгопериодических комет, приходящих к Солнцу со стороны антицентра Галактики, высок процент гиперболических орбит, в то время как с противоположной стороны, в основном, приходят кометы, обладающие эллиптическими орбитами.

С увеличением массы астероида, с которым произошло столкновение кометы, вектор преимущественной ориентации орбит вторичных тел постепенно поворачивается в плоскости галактического экватора и в случае $m_a \gg m_k$ начинает совпадать с направлением апекса и плоскостью эклиптики.

Связь комет с апексом Солнца и плоскостью Галактики, первым установленная А. Сведstrupом (Svedstrup, 1883), позднее подтверждалась все более представительным статистическим материалом. Поэтому сторонниками галактического происхождения комет в их споре с приверженцами эруптивной идеи данная связь, как и явное сходство химического состава комет и межзвездного газа (Шульман, 1987; Томанов и др., 1994), обычно выдвигается в качестве очень веского, если не решающего аргумента.

5.5. Механизм аккумуляции вторичных комет

Наблюдения показывают, что молодые кратеры на планетах нередко окаймлены лучевыми выбросами вещества (Базилевский и др., 1983; Меллош, 1994). Эти выбросы имеют вид светлых сужающихся к концу «лучей», которые слабо выражены в рельефе поверхности планеты, но резко контрастируют с ней по цвету. Лучи имеют ширину порядка несколько километров и длину ~ 100 км. Однако у очень крупных кратеров выбросы достигают длины ~ 1000 км и ширины в сотни километров. Нередко вдоль лучей располагаются скопления небольших вторичных кратеров.

Считается, что лучи образуются в результате кумулятивного выброса из кратера испарившегося вещества ударника вперемешку с раздробленным материалом пород поверхности. Светлый цвет лучам придает наличие в их веществе замерзших паров воды и льдов других газов. Если допустить, что большая часть лучей состоит из слоя водяного льда ~ 1 см, то общая масса вещества отдельных выбросов как минимум составит $m = 10^{12} - 10^{15}$ г.

Подобного рода кумулятивные выбросы, как мы полагаем, должны возникать в результате столкновений галактических комет не только с планетами, но и с астероидами. В последнем случае вещество выбрасывается в открытое космическое пространство, где под действием самогравитации, в принципе, может аккумулироваться в кометное тело.

Характерное время образования кометного ядра при данном механизме может быть оценено по формуле

$$t = \pi \left(\frac{r^3}{8Gm} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.18)$$

где r – радиус области пространства, занятого веществом выброса массой m .

Учитывая, что в открытом космосе на массу вещества m наряду с самогравитацией действуют другие силы и, в первую очередь, притяжение Солнца, начальный радиус кометного ядра r не может превысить величины

$$r \leq R \left(\frac{m}{M_o} \right)^{\frac{2}{5}}, \quad (5.19)$$

где R – гелиоцентрическое расстояние «сборки» кометного ядра.

Из формул (5.18) и (5.19) следует, что образование вторичных тел массой $10^{12} - 10^{19}$ г из вещества кумулятивных выбросов будет происходить уже в самом астероидном поясе, если размер выброса составляет $r \sim 5 - 500$ км, а дисперсия в нем скоростей не превышает первых метров в секунду. При этом выброшенное вещество может аккумулироваться в кометное ядро за время от нескольких дней до месяца.

Тем самым представления сторонников эруптивного образования комет в Солнечной системе получают, по крайней мере, на качественном уровне вполне удовлетворительное теоретическое обоснование. К тому же данный механизм легко объясняет состав и строение ядра кометных тел в модели Ф. Уиппла (Whipple, 1950, 1951), а также делает принципиально понятными и наблюдаемые размеры самих комет.

При $m \leq 10^{10}$ г процесс агломерации кометных ядер становится неэффективным из-за уменьшения радиуса области сбора вещества (5.19), а при $m > 10^{20}$ г резко ужесточаются требования к дисперсии скоростей выброса вследствие малого времени аккумуляции вещества (5.18).

Разумеется, что обсуждаемый механизм не исключает возможности роста вторичных кометных тел также за счет дополнительного присоединения к ним рассеянного газопылевого вещества, которое может плотным облаком окутывать Солнечную систему в периоды ее пребывания в струйных потоках Галактики (см. далее главу 6).

Таким образом, наше рассмотрение показывает, что к каким бы малым телам не обратиться, находятся ли они в кольце или выбрасываются за его пределы и даже пределы Солнечной системы, во всех случаях мы фактически имеем дело с объектами, связанными общностью рождения в астероидном поясе. При этом за исключением самых мелких газопылевых частиц все другие возникающие в поясе вторичные тела, будь то астероиды, метеориты или кометы, движутся в Солнечной системе, подчиняясь формуле (5.11).

Поэтому кометы Солнечной системы и астероиды удобно рассматривать (Шестака, 1995) как крайние члены единого ряда вторичных объектов – «кометоастероидов», которые генерируются в астероидном поясе в результате столкновений его тел с кометами струйных потоков.

В зависимости от радиуса приобретенных орбит соотношение в кометоастероидах «скальной» – астероидной, и «ледяной» – кометной, компонент может сильно варьировать: от полного отсутствия льдов в зоне астероидного пояса, где под действием солнечной радиации лед быстро сублимирует, до значительного его присутствия в кометах, которые большую часть времени проводят далеко от Солнца.

Перейдем теперь к обсуждению круга вопросов, касающихся непосредственно комет и связанных с объяснением особенностей их орбит, а также рассмотрим причины, приводящие к появлению их долгопериодической и короткопериодической разновидностей.

5.6. Долгопериодические кометы

К долгопериодическим, как уже отмечалось, относят кометы с периодом обращения вокруг Солнца $T > 200$ лет и величиной большой полуоси орбиты $a = T^{2/3} > 34$ а.е. Исторически, однако, сложилось так, что под долгопериодическими нередко подразумевают (Марочник, 1985) и более однородную группу этих тел с периодами $\sim 10^6$ лет, на долю которых приходится более половины всех комет этого типа. Афелии таких комет удалены от Солнца на расстояние более 10^4 а.е., что вызывает появление в распределении комет по параметру $1/a$ узкого максимума в начале координат (рис. 52).

Именно частая встречаемость таких кометных орбит привела Я. Оорта к предположению о наличии на расстоянии $2 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ а.е. от Солнца квазисферического реликтового кометного облака, насчитывающего порядка $10^{12} - 10^{13}$ комет (Маров, 1994) и поставляющего их во внутреннюю область планетной системы.

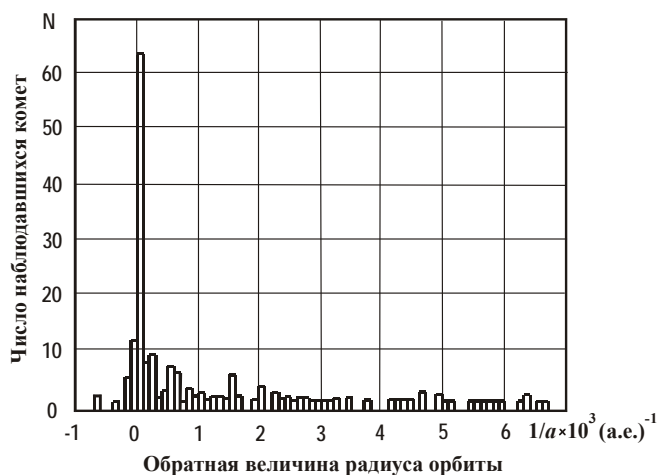


Рис. 52. Распределение долгопериодических комет по обратной величине большой полуоси орбиты

В виду необходимости объяснения других групп долгопериодических комет, гипотеза Я. Оорта впоследствии трансформировалась в идею существования целой системы более близких к Солнцу кометных «резервуаров»: Уиппла, Койпера, Хиллса и др. (Цицин, 1999).

Для объяснения происхождения долгопериодических комет нам, однако, не требуется предполагать наличие в Солнечной системе каких-либо «внешнего» и «внутренних» резервуаров комет. А достаточно допустить, что кометы этого класса представляют собой наиболее высокоскоростную группу кометоастероидных тел, покинувших астероидный пояс в период последнего пребывания Солнца в галактическом струйном потоке.

С целью аргументации этого принципиального вывода обратимся еще раз к рассмотрению рис. 7, где приведено современное положение Солнца среди ближайших к нему скоплений и ассоциаций молодых звезд.

Ранее (главы 1 и 2) отмечалось, что в пределах 5 кпк от Солнца находятся три спиральных рукава Галактики: Киля–Стрельца, Ориона–Лебедя и Персея. Рукав Ориона–Лебедя по расположению, наклону к галактической плоскости, характеру закрученности, а также составу звезд и структуре их поля скоростей явно отличается от двух других. За неимением лучшего объяснения причин этого обстоятельства, данный рукав принято считать ответвлением от основной ветви Киля–Стрельца (Физика космоса, 1986).

В действительности рукав Ориона–Лебедя представляет собой фрагмент близко расположенного к Солнцу струйного потока. В отличие от звезд ветвей Персея и Киля–Стрельца, участвующих во вращении вокруг

центра Галактики, все объекты данного рукава движутся радиально из центра нашей звездной системы.

Факт проецирования Солнца на внутренний край ветви Ориона–Лебедя означает, что Солнечная система уже вышла из данного струйного потока. По нашим расчетам (см. главу 2) Солнце 2 млн. лет назад пересекло середину потока и теперь, находясь в 15 пк выше галактической плоскости (если смотреть из северного полюса Галактики), движется с ускорением $+3.2 \text{ км/с}^2$ к перигалактической точке своей орбиты.

Тем самым получает обоснование не раз высказывавшееся ранее предположение, что кометы Солнечной системы каким-то образом связаны с ветвью Ориона–Лебедя (Narier, 1985; Томанов, 1991).

Анализ отмеченной связи начнем с изучения вопроса о моментах «входа» – t_2 и «выхода» – t_1 Солнца из данного струйного потока.

Заметим, что определение времен t_1 и t_2 возможно несколькими разными способами. Для этих целей, например, можно использовать период резкой активизации на Земле горообразовательной деятельности 1–5 млн. лет назад (Артюшков, 1994); интервал времени последнего массового вымирания живых существ 1.8–5.6 млн. лет назад (Алексеев, 1998), или период отсутствия модуляции галактических космических лучей примерно 2–6 млн. лет назад, объясняемый погружением Солнечной системы в газопылевое облако (Лаврухина, Устинова, 1990).

Однако наиболее надежную, на наш взгляд, оценку времен t_1 и t_2 дают методы геохронологии, применяемые для установления положения неоген-четвертичной границы фанерозойской шкалы.

Воспользуемся тем обстоятельством, что сегодня эту границу проводят по-разному (Никифорова, 1980). Одни исследователи связывают ее с рубежом 3.6 млн. лет назад, а другие – с моментом 0.6 млн. лет назад. Второе значение близко совпадает с началом последнего периода «нормальной» полярности геомагнитного поля – эпохи Брюнес (Магнитное поле, 1993).

Дискуссионный характер выбора неоген-четвертичной границы во многом вызван субъективностью взглядов исследователей. В зависимости от того, каким событиям на Земле во время пребывания Солнца в струйном потоке отдать предпочтение, данную границу можно совместить как с началом, так и концом последнего периода наиболее сильных природных катаклизмов на нашей планете.

Поэтому примем, что Солнце в последний раз вошло в струйный поток $t_2 = 4.6$ млн. лет и вышло из него $t_1 = 0.6$ млн. лет назад. В пользу разумности этих цифр можно привести и ряд других аргументов.

Первый касается межпланетной пыли. Характерное время жизни пылевых частиц в Солнечной системе, согласно (5.6), составляет 10^6 – 10^7 лет. Эта величина заметно превышает промежуток времени t_1 . Поэтому присутствие в настоящее время в межпланетном пространстве больших количеств пыли,

создающей эффект зодиакального свечения (Браунли, 1984), несомненно указывает на ее сравнительно недавнее образование.

Другой аргумент состоит в том, что многие С-астероиды внешней зоны пояса сами обладают повышенной эмиссией газа и пыли. Эта эмиссия, вероятно, обусловлена испарением газопылевых частиц, отложившихся в больших количествах на поверхности астероидных тел в период последней бомбардировки галактическими кометами.

Принципиальность факта газопылевой эмиссии астероидов подчеркивал в своих работах С.В. Орлов (1960), справедливо рассматривая его в качестве важного свидетельства родства комет и астероидов.

И, наконец, главный аргумент в пользу пребывания Солнца в период 0.6÷4.6 млн. лет назад в струйном потоке заключается в непосредственном присутствии за пределами астероидного кольца самих кометоастероидных тел с ярко выраженными кометными свойствами.

Проанализируем сначала причину возникновения в классе долгопериодических комет объектов с наиболее длительными периодами обращения вокруг Солнца. С этой целью среди всей совокупности захваченных Солнцем кометоастероидов с параметрами орбит $\alpha/R \gg 1$ выделим две основные группы. В первую группу – «новых» объединим кометы, впервые после выброса возвращающиеся к Солнцу, а ко второй – «повторных» отнесем кометы, завершающие уже не первый свой оборот вокруг него.

Рассмотрим особенности каждой из этих групп комет.

5.6.1. Новые долгопериодические кометы

Согласно введенному выше определению, орбитальный период T новых комет должен быть тождественно равен времени t , прошедшему с момента их образования в астероидном поясе. Поэтому в соответствии с формулой (5.11) между начальной скоростью V , афелийным расстоянием $R_{af} = (1+e)\alpha \approx 2\alpha$ и возрастом таких комет существует функциональная связь:

$$V = V_* \sqrt{1 - \frac{T_0^{2/3}}{2} t^{-2/3}} \approx V_* \sqrt{1 - t^{-2/3}}, \quad (5.20)$$

где T_0 период орбитального движения тел астероидного пояса.

Полагая, что образование новых комет происходило в интервале времени $t_1 \leq t \leq t_2$, на основании полученных формул следует заключить:

- 1) наблюдаемые сегодня новые кометы должны выбрасываться из пояса в узком диапазоне начальных скоростей в окрестности V_* ;
- 2) афелии кометных орбит должны находиться в интервале расстояний $1.4 \cdot 10^4 \text{ а.е.} \leq R_{af} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ а.е.}$ от Солнца;
- 3) распределение по углам вылета таких комет из пояса должно быть почти изотропным во всех направлениях;
- 4) эксцентриситет кометных орбит должен быть практически равен 1.

Нетрудно видеть, что указанные параметры орбит новых комет почти в точности определяют форму и размеры кометного облака, которое по гипотезе Я. Оорта окружает Солнечную систему с момента ее образования. Однако, как уже отмечалось ранее, длительное существование около Солнца такого кометного облака физически невозможно.

Поэтому следует признать, что никакого избытка комет на периферии Солнечной системы в действительности нет, а так называемое «облако Оорта» представляет собой геометрическое место афелийных точек орбит кометоастероидов, впервые после выброса из астероидного пояса возвращающихся назад в Солнечную систему.

Другими словами, облако Оорта – это не место реального сосредоточения комет, а лишь пространственная область концентрации афелиев орбит наиболее длиннопериодных кометоастероидов, которые сегодня возвращаются в Солнечную систему. Поскольку такие кометы только первый раз после выброса из пояса возвращаются к Солнцу и не утратили еще высоких содержаний газа и пыли, они воспринимаются как «молодые», т.е. крупные и яркие объекты, которые, в соответствии с идеологией гипотезы Оорта, получили название «новых» комет.

Если встать на данную точку зрения, то оценка общего числа новых комет в Солнечной системе резко уменьшится.

Для определения количества новых комет удобно перейти от анализа функции их распределения по периодам или обратной величине большой полуоси орбит к их распределению по начальным скоростям.

Пусть $n(V, t)$ – число вторичных кометоастероидов, вылетающих из пояса в единичном интервале скоростей в единицу времени. Предположим также, что все эти тела образовались в период последнего пребывания Солнечной системы в струйном потоке, причем с равной вероятностью во всем этом временном диапазоне.

$$n(V, t) = \begin{cases} 0 & t_1 > t > t_2 \\ n_0(V) & t_1 \leq t \leq t_2 \end{cases} \quad (5.21)$$

Тогда число ежегодно возвращающихся к Солнцу новых комет можем найти как

$$n = \int_{V_1}^{V_2} n(V) \cdot dV, \quad (5.22)$$

где скорости V_1 и V_2 рассчитываются по формуле (5.20) для моментов времени входа и выхода Солнца из потока галактических комет.

Формула (5.22) дает возможность по числу комет главного максимума на рис. 52 оценить темп их образования в Солнечной системе.

Принимая во внимание, что скорости V_1 и V_2 мало отличаются от величины V^* , при интегрировании (5.22) получим $n = n_0(V^*)(V_2 - V_1)$. Полагая,

что ежегодно обнаруживают в среднем $n \approx 5 \div 10$ ранее неизвестных кометных объектов, из которых новые долгопериодические кометы составляют примерно половину (Чурюмов, 1980), находим значение $n_0(V^*) \sim 10^4$ комет в год в интервале скоростей 1 км/с.

Отсюда нетрудно оценить общее количество N новых комет, существующих в настоящее время в Солнечной системе. Величина N с учетом и тех комет, которые еще ни разу не появились около Солнца, может быть рассчитана по формуле

$$N = n \frac{V^* - V_1}{V_2 - V_1} \approx n \cdot 10^6. \quad (5.23)$$

Таким образом, общее число новых комет в Солнечной системе должно составить $10^6 - 10^7$, что как минимум на четыре порядка меньше, чем в гипотетическом кометном облаке Оорта.

5.6.2. Повторные долгопериодические кометы

Данная группа тел представлена кометоастероидами, которые были выброшены из пояса с меньшими начальными скоростями и, соответственно, обладают меньшими периодами и радиусами орбит. На гистограмме рис. 52 они формируют длинный «хвост» распределения.

Каждая из наблюдавшихся повторных комет в принципе может завершать не первый свой оборот вокруг Солнца. Поэтому следовало бы ожидать, что количество таких комет в Солнечной системе должно значительно превышать число новых и линейно расти с уменьшением их периода.

В действительности, однако, происходит иное. Вследствие движения Солнца по галактической орбите с ускорением, система отсчета, связанная с Солнцем для долгопериодических комет не является инерциальной. Поэтому при возвращении таких комет к Солнцу их первоначально эллиптические траектории трансформируются, превращаясь в почти параболические или гиперболические. Но даже малые деформации орбит у долгопериодических комет обычно не проходят бесследно и часто влекут за собой утерю данной кометы Солнечной системой.

Выполненная Б. Марсденом (Marsden, 1986) систематизация кометных траекторий показывает, что из 545 наблюдавшихся долгопериодических комет эллиптические орбиты имели 162 кометы, а 285 и 98 комет, соответственно, были почти параболическими и гиперболическими. Это означает, что из всех возвращающихся к Солнцу комет лишь $p = 162/545 \approx 30\%$ имеет шанс завершить свой последующий оборот вокруг Солнца, а 70% при этом безвозвратно теряется.

Отсюда ясно, что область кометных орбит с афелийными расстояниями $R_{af} \leq 1.4 \cdot 10^4$ а.е. должна быть не только лишена новых, но и очень сильно обеднена повторными кометами.

Рассмотрим этот вопрос более детально. Пусть $n_1(T) = n_0$ – число новых комет с периодом T , выбрасываемых в единицу времени из астероидного пояса, а p – вероятность их «выживания» при каждом сближении с Солнцем. Тогда после k оборотов вокруг центра из первоначального количества комет в Солнечной системе останется

$$n_k(T) = n_1(T) \cdot p^{k-1}. \quad (5.24)$$

Поскольку имеется возможность наблюдать лишь кометы, чей орбитальный период равен $T = t/k$, где t – время, прошедшее с момента их вылета из астероидного пояса, можем записать

$$n(T) = n(T/k) \cdot p^{\frac{t}{T}-1}, \quad (5.25)$$

где, как и раньше, примем

$$n(t/k) = \begin{cases} n_0 & t_2 \leq t \leq t_1, \\ 0 & t_2 > t > t_1. \end{cases} \quad (5.26)$$

Переходя от интенсивности испускания комет $n(T)$ к частоте их обнаружения, общую численность комет с периодами в пределах $t_1 \leq T \leq t_2$, ежегодно возвращающихся в Солнечную систему, найдем суммированием

$$N(t_1 \leq T \leq t_2) = n_0 \cdot (t_2 - t_1) \left\{ 1 + \sum_{k=2}^5 \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k+1} \right) \cdot p^{k-1} \right\}. \quad (5.27)$$

Формула (5.27) характеризует частоту прихода комет в главном максимуме на рис. 52 и включает в себя не только одни новые, но и часть повторных с периодами $t_1 \leq T \leq t_2/2$.

Если положить $p = 0.3$, то согласно (5.27) получим $N = 1.0794 n_0$. Так как темп генерации новых комет принят равным n_0 , доля повторных комет в главном максимуме составит 7.94%. Причем 84.6% из их числа – это кометы, совершившие два, 12.7% – три, 2.3% – четыре и 0.4% – пять полных оборотов вокруг Солнца.

С учетом (5.27) частота $n(T)$ возвращения комет к Солнцу как функция величины их периода может быть представлена формулой

$$n(T) = n_0 p^m \sum_{j=0}^{k-m} p^j = \frac{n_0 (p^m - p^k)}{1 - p}, \quad (5.28)$$

где $m = t_1/T - 1$ и $k = t_2/T - 1$ – целые числа без дробной части.

На рис. 53 сопоставлены количества повторных комет по данным наблюдений и рассчитанного с использованием выражения (5.28). В качестве фактического взято распределение долгопериодических комет по модулю величины α , т.е. без учета подразделения комет по характеру орбит на эллиптические, параболические и гиперболические.

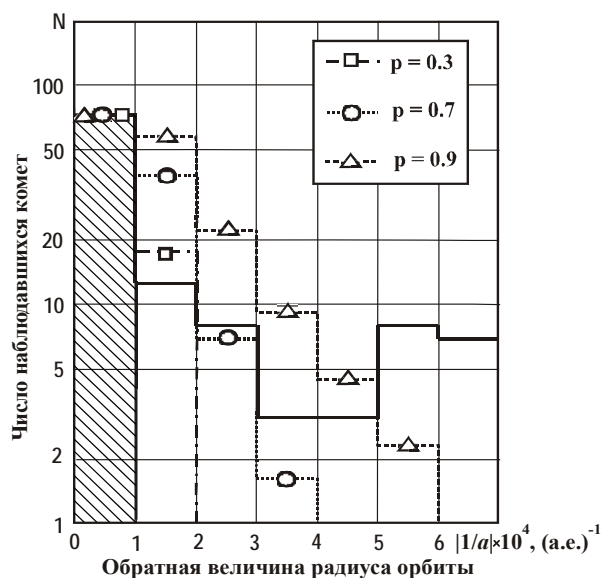


Рис. 53. Сопоставление наблюдаемого (сплошная линия) и рассчитанных при $p = 0.3, 0.7$ и 0.9 распределений долгопериодических комет по параметру $|1/\alpha|$ в окрестности главного максимума. Заштрихована область нормировки

Согласно нашей модели, все новые кометы располагаются в диапазоне параметров $1/\alpha \leq 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ (a.e.)}^{-1}$, а повторные – за его пределами. Привязка расчетной зависимости к фактической осуществлена по числу комет в заштрихованной области $N = 76$. Расчеты выполнены для трех значений вероятности $p = 0.3, 0.7$ и 0.9 .

Видно, что формула (5.28) в какой-то мере применима лишь в области главного максимума в интервале обратных радиусов орбит $|1/\alpha| \leq (3-4) \cdot 10^{-4} \text{ (a.e.)}^{-1}$ и за пределами этого диапазона уже непригодна.

5.6.3. Третичные долгопериодические кометы

Характер функции $N(1/\alpha)$ на хвосте распределения (см. рис. 52) позволяет предположить, что часть долгопериодических комет могла возникнуть позже комет максимума, уже после выхода Солнца из струйного потока.

Причиной их образования, по всей видимости, явились столкновения в астероидном поясе самих вторичных комет. И, следовательно, такие объекты по отношению к первичным – галактическим, и вторичным – новым и повторным, являются как бы «третичными».

Третичные кометы характеризуются более сложным и поздним возникновением. В силу этого обстоятельства, на рис. 52 они формируют статистически крайне нерегулярный, длинный «хвост». Не исключено, разумеется, что какую-то часть комет хвоста составляют также повторные кометы, потерявшие свою массу при близких пролетах около Солнца, или изменившие начальную траекторию вследствие возмущений со стороны планет.

Отличительная особенность комет этой группы состоит в том, что по мере уменьшения их периодов они все меньше зависят от орбитального ускорения Солнца, и потому их траектории остаются преимущественно эллиптическими, а вероятность возвращения к Солнцу приближается к $p = 1$. Время образования большинства таких комет $t \ll t_1$.

Отсюда следует, что, по крайней мере, часть третичных комет завершает не первый свой оборот вокруг Солнца. Так что количество таких комет около Солнца должно быть невелико – того же порядка, что и повторных.

5.7. Короткопериодические кометы

Короткопериодические кометы – это кометоастероиды, выброшенные из астероидного пояса со скоростями, не позволившими им далеко удалиться от Солнца. К данной группе вторичных тел отнесем объекты с периодами обращения вокруг Солнца $T < 200$ лет. Такие периоды соответствуют большой полуоси орбит менее 36 а.е., что определяет локализацию этих комет в Солнечной системе в пределах области существования известных планет.

Короткопериодические кометы характеризуются прямым направлением движения вокруг Солнца, тяготеют к плоскости эклиптики и в среднем обладают не очень сильно вытянутыми орбитами. По сравнению с долгопериодическими кометами они в среднем имеют несколько меньшие массы и, по-видимому, содержат в своем составе больший процент твердого обломочного материала астероидов.

В силу малого периода T , эти кометы практически «не чувствуют» собственного орбитального ускорения Солнца, поэтому с момента выхода Солнечной системы из ветви Ориона–Лебеда они смогли совершить многие и многие тысячи оборотов вокруг Солнца.

Очевидно, что в эпоху нахождения Солнца в струйном потоке количество короткопериодических кометоастероидов в Солнечной системе было существенно больше, чем сейчас.

Поэтому к настоящему времени в Солнечной системе смогли сохраниться лишь те из них, которые 1) избежали испарения солнечной радиацией, 2) не погибли в столкновениях в астероидном кольце, 3) не выпали на поверхность Солнца и отдельных планет и, наконец, 4) не были захвачены планетами-гигантами и выброшены ими за пределы Солнечной системы.

Два первых условия «выживания» короткопериодических комет, по существу, сводятся к одному и тому же требованию – превышению размеров кометных орбит радиуса астероидного кольца.

Обоснуем этот вывод следующими простыми соображениями. Если предположить, что кометоастероиды переизлучают падающее на них солнечное излучение как абсолютно черные тела, то температура их поверхности в зависимости от гелиоцентрического расстояния R в первом приближении должна подчиняться закону

$$T = \frac{216}{\sqrt{R}}, \quad (5.29)$$

где R определяется в а.е., а температура T в градусах Кельвина.

Принимая во внимание, что значительная часть кометного вещества представлена водяным льдом и замерзшими газогидратами (Чурюмов, 1980; Шульман, 1987), значение температуры $T \approx 135^\circ\text{K}$ является для комет критическим. При этой температуре водяной лед в условиях низкого давления превращается в пар, минуя жидкую фазу. Поэтому при более высоких температурах ледяные частицы либо не образуются, либо быстро сублимируют.

В процессе сублимации на открытой поверхности кометного ядра образуется тугоплавкий слой пылевых частиц, обладающий высокими теплоизоляционными свойствами, препятствующий испарению. В результате образования такого слоя кометоастероид перестает наблюдаться как комета и по всем своим проявлениям квалифицируется как астероид (Ибадинов, 1999).

В соответствии с формулой (5.28), критическая температура T достигается на расстоянии $R' = 2.6$ а.е. от Солнца, фактически совпадающим с внутренней границей астероидного пояса. Отсюда, ясно, что продолжительное существование комет, которые либо непосредственно находятся, либо часто пересекают пояс астероидов, физически невозможно. При длительном обращении по орбите с перигелием $R_p = a(1 - e) \leq R'$ ядро кометы неизбежно разрушается, и она превращается в рой метеорных тел, мало отличающихся от таких же тел астероидного пояса.

Длительное орбитальное движение комет с перигелием $R_p \leq R'$ невозможно и по другой причине. В результате многократных пролетов через зону астероидного кольца они рано или поздно должны испытать столкновение с его телами и прекратить свое существование.

Таким образом, местом выживания короткопериодических кометоастероидов в Солнечной системе, где они могут сравнительно долго сохраняться как кометы, является область пространства за кольцом астероидов. Однако считать полностью безопасной эту область для комет нельзя, ибо именно здесь они испытывают случайные сближения с планетами-гигантами.

Расчеты Е.И. Казимирчак-Полонской (1978а, 1978б) показывают, что поведение короткопериодических комет в межпланетном пространстве может быть охарактеризовано, как их достаточно продолжительное движение

по вполне устойчивым эллиптическим орбитам, изредка нарушаемое сближением с планетами. В результате сближения чаще всего происходит быстрый переход кометы с одной квазиустойчивой орбиты на другую.

Однако при очень тесном сближении возможны также выброс кометы из Солнечной системы и ее «захват» планетой. В последнем случае существует вероятность, что комета будет отброшена в сторону Солнца и, приблизившись к нему на расстояние $R \leq 3-4$ а.е., станет доступной обнаружению.

Указанный характер движения комет в межпланетном пространстве хорошо подтверждается статистикой наблюдений короткопериодических комет во внутренней области Солнечной системы (рис. 54).

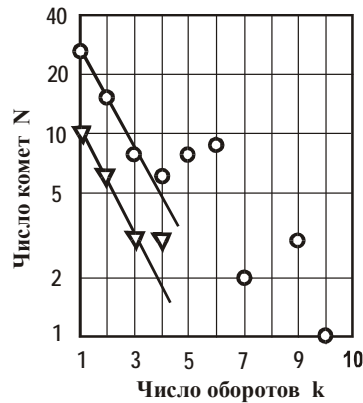


Рис. 54. Распределение короткопериодических комет по числу появлений ($k < 10$) во внутренней области Солнечной системы для семейства Юпитера (○) и суммарно семейств Сатурна, Урана и Нептуна (▽)

На рисунке видно, что функция распределения $N(k)$ короткопериодических комет по числу их появлений при малых значениях k универсальна для всех кометных семейств. Число комет, совершивших $k = 2-3$ оборота вокруг Солнца, связано с количеством комет, сделавших только один оборот, соотношением

$$N(k) = N(1) \cdot p^{k-1}, \quad (5.29)$$

где значение $p = 0.606$.

Формула (5.29) свидетельствует, что переходы комет с одной квазиустойчивой орбиты на другую — это случайный кратковременный процесс, который носит сугубо вероятностный характер и явно отличается от механизма перевода комет на орбиты в области $k > 3$.

Вероятность приобретения кометоастероидами «переходных» орбит значительно выше, чем перевод их на «длительно» устойчивые. Так, например, общее количество случайных захватов, подчиняющихся правилу (5.29), в кометном семействе Юпитера составляет $N = \sum N(k) = 55$, а в объединенном семействе Сатурна-Урана-Нептуна их число равно 22.

Следовательно, у Юпитера только для 37% кометоастероидов захват носил более-менее длительный характер, а в 63% случаев он свелся лишь к их переброске из одного ненаблюдаемого состояния в другое с кратковременным заходом в зону свечения. У более далеких от Солнца планет доля таких захватов выше и достигает 80%.

Для объяснения природы кометных семейств и распределения по ним комет обратимся к следующей простейшей модели. Предположим, что на удалении $R > 3-4$ а.е. от Солнца к настоящему времени сохранилось определенное количество кометоастероидов, орбиты которых тяготеют к плоскости эклиптики, а сами они вращаются вокруг Солнца.

Рассмотрим комету, случайно пролетающую на расстоянии d от некоторой планеты массой M_i . Пусть, вследствие притяжения планеты, траектория кометы искривляется на угол χ . Тогда в системе центра масс, совпадающей с положением планеты, величина угла χ будет определяться соотношением (Малые планеты, 1973):

$$\sin\left(\frac{\chi}{2}\right) = \left[\sqrt{1 + \left(\frac{V^2 d}{GM_i}\right)^2} \right]^{-1}, \quad (5.30)$$

где $V = |V_k - V_i|$ – скорость движения кометы относительно i -планеты.

Воспользуемся выражением (5.30) для оценки величины радиуса захвата кометоастероидов планетами. При этом под захватом будем понимать такое взаимодействие кометоастероида с планетами, при котором он отбрасывается в сторону Солнца и становится доступным обнаружению.

В первом приближении захват сопровождается изменением исходного направления движения тела на угол $\chi = \pi/2$. В соответствии с формулой (5.30), это равносильно пролету кометоастероида на расстоянии $d_i \approx GM_i/V$ от планеты. Вероятность w_i такого пролета по порядку величины составит $w_i \approx d_i/(2\pi R_i)$, где R_i – гелиоцентрическое расстояние i -планеты. Подставив в эту формулу выражение для d_i , получим

$$w_i \approx \frac{1}{2\pi} \frac{M_i}{M_o} \left[\frac{V_i}{V_x} \right]^2 \quad (5.31)$$

где через V_x обозначена хаотическая составляющая скорости кометоастероидов относительно средней скорости движения $V_i = \sqrt{GM_o/R_i}$.

Отношение V_i/V_x в формуле (5.31) есть слабая функция гелиоцентрического расстояния. Поэтому с точностью до множителя порядка единицы вероятность выброса кометоастероидов в сторону Солнца w_i оказывается пропорциональна величине M_i/M_O .

Рассчитанные с использованием формулы (5.31) и фактически наблюдавшиеся количества короткопериодических комет k_i в семействах планет-гигантов сопоставлены на рис. 55. Расчетные значения находились как $k_i = KM_i/\sum M_i$, где $K = 114$ – суммарное число комет в семействах Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна (Чурюмов, 1980).

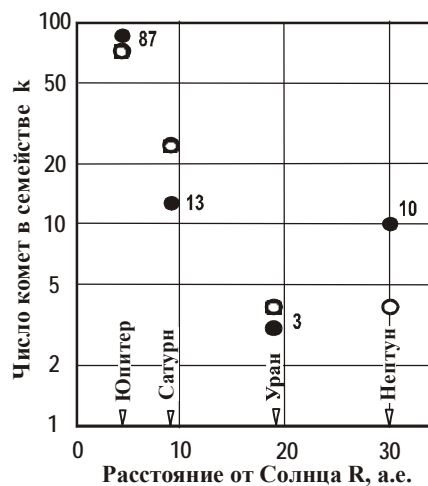


Рис. 55. Распределение числа короткопериодических комет по семействам больших планет: черные кружки – наблюдения (Чурюмов, 1980), светлые кружки – теоретический расчет; Цифры – количество наблюдавшихся комет k_i у отдельных планет

Несмотря на упрощенный характер использованной модели, совпадение результатов вычислений и наблюдений оказывается более чем удовлетворительное. Так, согласно нашему расчету, соотношение количества комет в семействах Юпитера и Сатурна–Урана–Нептуна $w_{ю}/(w_c + w_y + w_n) = 2.47$, в то время как по фактическим данным оно равно 3.22. Однако если это соотношение определять не для всех комет, а лишь комет «переходной» группы, для которых, строго говоря, только и применимо формула (5.31), то указанное отношение станет равно $55/22 = 2.5$ и практически совпадет с расчетной величиной.

Объяснение столь хорошего согласия расчета с данными наблюдений, разумеется, следует искать не столько в самой теоретической модели,

сколько в правильности заложенных в ней исходных предположений. Их два: 1) наличие за пределами астероидного пояса множества ненаблюдаемых кометоастероидов, достаточно равномерно распределенных в межпланетном пространстве и сильно тяготеющих к плоскости эклиптики, и 2) случайный характер взаимодействия этих тел с планетами-гигантами.

Из структуры формулы (5.31) также следует, что наиболее вероятно взаимодействие тел с планетами на афелийном участке их траекторий, где скорость кометоастероидов по величине и направлению максимально приближается к орбитальной скорости планеты V_i . Поэтому у кометоастероидов одного семейства афелийные расстояния оказываются примерно равными радиусу орбиты захватившей их планеты.

Данное обстоятельство и приводит к группированию известных короткопериодических комет в семейства отдельных планет-гигантов.

Принимая в первом приближении среднюю скорость хаотического движения кометоастероидов $V_x = 5$ км/с, находим, что в результате захвата планетами-гигантами отбрасывается в сторону Солнца и, следовательно, становится обнаружимым примерно один из 10^3 – 10^4 кометоастероидов, случайно оказавшихся вблизи планеты.

Понятно, что такой механизм формирования кометных семейств гораздо более эффективен, чем перевод на короткопериодическую орбиту долгопериодических комет с орбитальной скоростью ~ 25 км/с и, тем более чем захват планетами комет галактического происхождения, движущихся относительно Солнца со скоростью ~ 450 км/с.

Взаимодействия с планетами отбрасывают низкоскоростные тела, как к Солнцу, так и в других направлениях. Это способствует эффективному удалению кометоастероидов не только из планетных люков (Симоненко, 1985), но и приводит к их постепенной диффузии за внешнюю границу Солнечной планетной системы.

Вследствие данного процесса, часть выброшенных из пояса кометоастероидов, как мы полагаем, приобрела траектории, лежащие за пределами орбит Нептуна и Плутона, что обеспечило им значительно большее время существования, чем у короткопериодических комет.

Это весьма крупные тела диаметром 200–800 км, движущиеся в плоскости эклиптики и проявляющие признаки кометной активности. К настоящему времени число открытых за орбитой Нептуна тел перевалило за 500.

Среднюю концентрацию кометоастероидов (n) в межпланетном пространстве за пределами астероидного кольца в плоскости эклиптики определим из соотношения:

$$\nu = \pi n V_x \sum_{i=1}^4 w_i d_i^2, \quad (5.32)$$

где ν – частота поступления короткопериодических комет во внутреннюю область Солнечной системы.

Полагая, что наблюдатели обнаруживают ранее неизвестные короткопериодические кометы в среднем два раза в год, по формуле (5.32) находим $n \sim 3 \cdot 10^{-22} \text{ км}^{-3}$. Для сравнения заметим, что эта величина в 10^5 – 10^8 раз меньше концентрации в кольце «опасных» для галактических комет астероидов.

Общее количество кометоастероидов N во внешней области планетной системы определим путем умножения их концентрации n на объем занятого этими телами космического пространства $V = \pi \cdot h \cdot (R_H^2 - R_0^2)$, где R_H – радиус орбиты Нептуна, h – «толщина» зоны локализации комет. Полагая $h \sim 1$ а.е., приходим к значению $N = n \cdot V \sim 2.4 \cdot 10^7$.

Зная N , получим представление о среднем времени жизни τ короткопериодических кометоастероидов в межпланетном пространстве. Нормируя N на величину $v \sim 2 \text{ год}^{-1}$, находим $\tau = N/v \sim 10^7$ лет.

Этот результат означает, что в отличие от долгопериодических комет, которые почти все возникли в период последнего пребывания Солнца в рукаве Ориона–Лебедя, некоторая часть наблюдаемых сегодня короткопериодических комет могла сохраниться с момента предыдущей бомбардировки Солнечной системы галактическими кометами.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В заключение акцентируем внимание на некоторых наиболее ценных результатах и выводах главы.

Наиболее важным, на наш взгляд, ее результатом является принципиально новое решение проблемы происхождения комет Солнечной системы, поставленной еще на рубеже XVIII и XIX веков.

Данное решение стало возможным, вследствие двух существенных обстоятельств. Во-первых, привлечения новых представлений о строении Галактики, учитывающих струйное истечение газопылевого вещества из ее ядра. И, во-вторых, отказа от господствующей в космогонии гелиоцентрической парадигмы, допускающей возможность эволюции Солнца и планет без учета влияния происходящих в Галактике физических процессов.

В соответствии с новой галактоцентрической парадигмой наблюдаемые сегодня кометы – это захваченные притяжением Солнца вторичные объекты (кометоастероиды), возникшие вследствие столкновений комет струйных потоков Галактики (первичные кометы) с телами астероидного пояса.

В силу своего генезиса, кометы Солнечной системы имеют двойственную природу, являясь продуктами химического и механического смешения льдов замерзших газов и пыли комет галактического происхождения с твердым (обломочным) и диффузным (рассеянным и испарившимся) материалом астероидов. Своим существованием наблюдаемые сегодня в Солнечной системе кометы обязаны сравнительно недавнему пребыванию Солнца в струйном потоке Ориона–Лебедя.

Новая концепция непротиворечивым образом сочетает в себе лучшие стороны других известных гипотез происхождения комет Солнечной системы, не повторяя, однако, их недостатков. От «межзвездных» гипотез она выгодно отличается тем, что не испытывает затруднений при объяснении формирования семейств короткопериодических комет. А от «эруптивных» гипотез тем, что легко объясняет особенности орбит различных групп долгопериодических комет.

Сохраняет новая концепция и представления о существовании около Солнца облака кометных тел. Однако в отличие от гипотез Я. Оорта, Д. Койпера, И. Хиллса, Ф. Уиппла, Ф.А. Цицина и др. это облако рассматривается как крайне нестационарное образование на $\sim 10^6$ – 10^7 лет возникающее в эпохи нахождения Солнечной системы в струйных потоках Галактики. Общее число комет в облаке в настоящий момент времени составляет $\sim 10^7$.

Часть таких комет, получивших название короткопериодических, никогда не покидала границ планетной системы. Другая их часть, названных долгопериодическими, наоборот, практически всю жизнь провела далеко за ее пределами. Высокая концентрация афелиев орбит долгопериодических комет на удалении 10^4 – 10^5 а.е. от Солнца является прямым следствием образования и выброса этих тел из пояса в период 0.6–5 млн. лет назад.

Развиваемые представления постулируют тесную связь наблюдаемых комет с другими малыми телами Солнечной системы, в первую очередь, астероидами и космической пылью. Принципиальной разницы между кометами Солнечной системы и телами астероидного пояса нет. Различия этих двух групп кометоастероидных тел определяются параметрами их орбит. Астероиды в подавляющем большинстве движутся в пределах астероидного пояса, расположенного на удалении от Солнца, где под действием солнечных лучей происходит активное плавление льдов. Тогда как вторичные кометы, находящиеся за пределами данной зоны, эти льды удерживают в течение более длительного времени.

И, наконец, не меньшее достоинство изложенной гипотезы состоит в том, что она входит составной частью в общую систему представлений – галактоцентрическую парадигму, связывающую наблюдаемые нами явления в Солнечной системе и на ее планетах с физическими процессами в Галактике, включая образование самой Солнечной системы.

ГЛАВА 6

КОСМОГОНИЯ «ОТКРЫТОЙ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ»

Из наблюдений устанавливать теорию,
через теорию исправлять наблюдения
есть лучший всех способ к изысканию
правды.

М.В. Ломоносов

Согласно современным космогоническим взглядам, основанным на гипотезе Канта-Лапласа, все объекты Солнечной системы, включая Солнце, планеты, астероиды и кометы, возникли около 4.6 млрд. лет назад в результате конденсации вещества первичной газопылевой туманности (Труды, 1951; Сафронов, 1969; Альвен, Аррениус, 1979; Витязев и др., 1990; Дорофеева, Макалкин, 2004; Кусков и др., 2009). При этом молчаливо полагают, что с момента образования Солнечная система и ее отдельные планеты могли эволюционировать как автономные физические системы, изолированные от внешних космических, в частности, галактических воздействий.

В результате открытия струйного истечения, однако, выясняется, что Солнце примерно раз в миллиард лет взаимодействует с другими звездами Галактики, меняя параметры орбиты (см. главу 3). Солнечная система квазипериодически подвергается мощным бомбардировкам галактическими кометами (см. главы 2 и 4), а наблюдаемые в настоящее время кометы никакого отношения к первичной газопылевой туманности не имеют (глава 5).

Поэтому существующие сегодня в космогонии представления относительно происхождения и эволюции Солнечной системы и ее объектов нуждаются в соответствующей ревизии и корректировке.

В главе излагается отличная от гипотезы Канта-Лапласа концепция формирования Солнечной системы, ее планет и их спутников (Баренбаум 1992), названная «Космогонией открытой Солнечной системы (КОСС)». Концепция КОСС, будучи важной составной частью галактоцентрической парадигмы, призвана дополнить и развить схему Канта-Лапласа с учетом явления струйного истечения вещества из галактического ядра.

Концепция КОСС строится на двух постулатах:

1. Солнце и планеты представляют собой «открытую» систему космических тел, подвергающуюся мощному воздействию со стороны звезд и комет Галактики, приносящих в нее большие порции вещества и энергии.
2. Событие, произошедшее 4.6 ± 0.1 млрд. лет, назад явилось не первым,

а вторым главным циклом планетообразования в Солнечной системе, вызванным гибелью планеты Фазтон, ранее существовавшей, согласно гипотезе Г. Ольберса (Симоненко, 1985), на месте современного пояса астероидов.

Первый постулат, на наш взгляд, был достаточно убедительно аргументирован в предыдущих главах книги. Поэтому основная цель настоящей главы заключается в обосновании второго из этих положений.

Эта цель, по мнению автора, может быть достигнута решением двух взаимосвязанных задач. Первая – состоит в том, чтобы привести новые убедительные аргументы и факты в пользу былого существования Фазтона. А вторая – заключается в доказательстве реальности второго цикла планетообразования в Солнечной системе, вызванного гибелью данной планеты.

В отличие от первого цикла образования планет Солнечной системы, изучаемого в космогонии с позиций гипотезы Канта-Лапласа (Войткевич, 1979, 1988; Витязев и др. 1990; и др.), второй цикл планетообразования в настоящее время практически не исследован в теоретическом отношении.

Вследствие большого числа и разнообразия планет Солнечной системы при исследовании второго цикла их формирования мы сталкиваемся с целым рядом еще плохо изученных физических процессов, анализ которых возможен лишь в рамках наиболее общих теоретических подходов и феноменологических моделей.

Это связано с тем, что согласно КОСС, образование и эволюция Солнца и планет проходили в условиях квазипериодического поступления в Солнечную систему больших порций нового галактического вещества, пролетов звезд, а также других мощных космических воздействий, о которых в настоящее время можно только догадываться.

В таких условиях традиционные методы классической физики и небесной механики, которые сегодня широко используются в космогонии, оказываются мало эффективными, если вообще пригодными.

Поэтому изучение процессов эволюции Солнечной системы в целом и ее отдельных планет в частности требует разработки соответствующих теоретических моделей и методов, адекватных этой ситуации.

Ниже рассмотрены две такие модели (Баренбаум 1998, 1998а), которые позволяют изучать вопросы формирования планет Солнечной системы и их спутников на втором этапе планетообразования.

Первая модель исследует общие условия возникновения и роста планет в аккреционном диске Солнца и других звезд. А вторая относится к более поздней стадии эволюции Солнечной системы и предназначена для изучения механизма квантования орбит планет и их спутников, приводящего к закономерностям типа правила Тициуса-Боде.

Не претендуя на полноту и детальность обоснования этих моделей, а также рассмотрения всех вытекающих из них положений и следствий, основное внимание в главе уделено следующим вопросам:

- развитию гипотезы Фазтона на новом фактическом материале с ис-

пользованием данных метеоритики, космохимии и геофизики;

- построению феноменологической модели образования планет в аккреционном диске молодых звезд в условиях «открытых» систем, где применение строгих физических теорий и методов небесной механики сильно ограничено;
- изучению особенностей формирования планет-гигантов и их спутников на втором этапе планетообразования;
- обсуждению с новых позиций ряда важных закономерностей в Солнечной системе, не получивших пока удовлетворительного объяснения в рамках существующих космогонических представлений.

6.1. Проблема Фазтона

Исторически идея Фазтона тесно связана с проблемой происхождения пояса астероидных тел. Являются ли астероиды обломками ранее реально существовавшей планеты, или же это так называемые планетезимали, т.е. «зародыши» планеты, так и не сформировавшейся в силу разных причин.

Отношение к этому вопросу в современной космогонии и в концепции КОСС противоположно. Если первая стоит на позициях планетезимальной гипотезы (Сафронов, 1969; Сафронов, Зиглина, 1990), то в КОСС существование и гибель планеты Фазтон является одним из ключевых положений.

Предыстория гипотезы Фазтона в современной науке тесно связана с именем И. Кеплера (1571–1630). Опираясь на некие древние книги, Кеплер в 1595 году предположил, что число планет в Солнечной системе больше тогда известных 5 и что между Марсом и Юпитером находится еще одна неоткрытая планета. В 1796 году на конференции астрономов в Готе принимается решение начать поиски «планеты Кеплера». Результаты поисков не заставили себя долго ждать. В 1801 году Д. Пиацци (1746–1826) открывает на расстоянии 2,8 а.е. от Солнца первую «малую планету» – астероид Цереру, а в 1802 году Г. Ольберс (1758–1840) обнаруживает недалеко от нее второй астероид – Палладу.

В 1804 году в письме к И. Боде (1747–1826), обсуждая этот факт, Г. Ольберс высказывает мысль, не являются ли эти планеты «...только кусками прежней большой планеты, которую взорвала какая-нибудь катастрофа» (Симоненко, 1985). Он предлагает поискать и другие обломки планеты.

Дальнейшие исследования подтверждают его правоту. В 1804 году К. Гардинг (1765–1834) открывает третий астероид Юнону, а в 1807 году сам Г. Ольберс обнаруживает четвертый – Весту.

Последующие полтора века гипотеза Фазтона определяет развитие естественнонаучной мысли многих поколений исследователей. На основе этой гипотезы было открыто множество других астероидных тел, большинство которых сосредоточены между орбитами Марса и Юпитера в пределах одного тороидального кольца (см. рис. 50).

Важную роль сыграла эта гипотеза и в понимании природы «небесных камней» – метеоритов. После того как в XIX веке факт падения метеоритов на Землю был официально признан (Еремеева, Цицин, 1989), к ним начинают относиться как к обломкам погибшей планеты.

Изучение метеоритов с этих позиций в 1861 г. привело французского геолога Г. Добре (Резанов, 2001) и к другой плодотворной идее, в последствии подтвердившейся, – наличие у Земли железного ядра и системы окружающих его силикатных оболочек.

Однако в начале 1960-х годов отношение к гипотезе Фазтона резко меняется. Эта идея уступает место планетеземальной гипотезе, рассматривающей астероиды не как обломки ранее существовавшей планеты, а как зародыши планеты, которая так и не сформировалась.

Поводом для пересмотра прежних представлений послужили два основных обстоятельства (Труды, 1951): 1) отсутствие видимой причины гибели Фазтона и 2) трудности объяснения хондритовой структуры метеоритов с позиций разрушения одной планеты.

На протяжении следующих двух десятилетий планетеземальная гипотеза успешно развивается, не испытывая затруднений (Сафронов, 1969). Однако в середине 1970-х годов более детальное изучение изотопного состава метеоритного вещества ставит перед этой гипотезой ряд очень серьезных вопросов. Так, Э.В. Собонович (1974) обнаруживает, что изотопный возраст одной из групп железных метеоритов, по крайней мере, на 1 млрд. лет превышает время образования Солнечной системы по гипотезе Канта-Лапласа. Отличаются у метеоритов их «магнийевый» и «ксеноновый» возрасты. Возникает ряд других космохимических проблем, которые пока остаются без ответа (Собонович, Семененко, 1984, 1985).

Поэтому планетеземальная гипотеза в настоящее время уже не выглядит столь безупречной и правильной, как это считалось полвека назад. Открытие струйного истечения еще более обнажило ее недостатки.

В свете данного открытия, казавшиеся ранее убедительными аргументы против существования Фазтона, сегодня таковыми не только не являются, но и представляются просто ошибочными (Баренбаум, 1992, 1992а; Резанов, 2001). К тому же гипотеза Фазтона в настоящее время может быть обоснована более широко и детально, чем это делалось полвека назад (Daly, 1943; Орлов, 1949; Заварицкий, 1951; Фесенков, 1952; Путилин, 1953; и др.).

6.1.1. Новое обоснование гипотезы Фазтона

В концепции КОСС предполагается, что все планеты Солнечной системы, включая Фазтон, возникли одновременно с Солнцем в одном из четырех рукавов Галактики на удалении меньшем 8 кпк от ее центра (глава 3). После конденсации Солнце перешло на самостоятельную круговую орбиту, лежащую в галактической плоскости. В дальнейшем под действием случайных возмущений и вследствие общей эволюции Галактики солнечная орби-

та приобрела форму эллипса.

По медленно эволюционирующей эллиптической орбите Солнце продолжает двигаться и сегодня. В процессе этого движения оно периодически пересекает галактические спиральные рукава и струйные потоки газопылевого вещества, истекающего из галактического ядра. Последние наряду с газом и пылью содержат и продукты конденсации этого вещества – плотные молекулярные облака, кометы и звезды.

Тем самым с момента образования Солнечная система каждые 20–37 млн. лет оказывается в потоке галактических комет (см. главы 2 и 4), и примерно раз в миллиард лет Солнце взаимодействует с другими звездами Галактики, меняя параметры орбиты (см. главу 3).

Одно из таких событий 4.6 ± 0.1 млрд. лет назад, как мы полагаем, и повлекло за собой разрушение Фазтона. Причиной гибели Фазтона, вероятнее всего, стал пролет Солнца через массивное облако звезд или близкий пролет около Солнца звезды струйного потока. Подобные взаимодействия со звездами неоднократно случались позже, но не приводили к разрушению планет Солнечной системы.

Пролетевшая звездная масса, вероятно, нарушила фигуру устойчивости Фазтона, вызвав тем самым начало его фрагментации. Известно (Савченко, 1975), что для разрушения планеты подобным образом ей следует сообщить сравнительно небольшой импульс, способный создать в ней мгновенное давление, равное давлению в ее центре. При этом планете не передается много энергии, поэтому подавляющее большинство ее фрагментов остается на первоначальной орбите, формируя кольцо.

Гибель Фазтона с превращением его в грудку обломков, ставших объектами интенсивных столкновений с галактическими кометами, явилась совершенно неординарным событием в Солнечной системе, которое и инициировало в ней повторный цикл планетообразования.

Этот вывод обоснуем следующим расчетом. Примем плотность потока комет в струйных истечениях Галактики 4.6 млрд. лет назад равной ее современному значению (4.27), массу Фазтона положим 2.5 массам Земли и допустим, что большая часть его обломков, образуя кольцо, осталась на орбите. Тогда с учетом сечения столкновений комет с астероидами (глава 5) нетрудно подсчитать, что за первые ~100–300 млн. лет после гибели Фазтона в этом кольце могло испытать разрушение и рассеяние общее количество галактических комет, сопоставимое с массой Солнца.

Рассеяние в астероидном поясе столь большого количества нового космического вещества, наряду с ростом массы Солнца, неизбежно должно было стимулировать еще три важных процесса, происходивших в разных частях Солнечной системы одновременно (Баренбаум, 1992):

- дробление и интенсивное перемешивание материала галактических комет и астероидов при их столкновениях в самом кольце;
- массовый выброс из зоны кольца кометоастероидов и обломков глу-

бинных внутренних пород Фазтона, бомбардировавших поверхность всех планет, и

– вынос наружу из кольца огромных количеств испарявшихся газов и пыли, которые захватывались внешними к поясу планетами.

В пользу первого процесса говорит состав выпадающих на Землю метеоритов, а на широкое развитие двух последних указывает целый ряд сложившихся в Солнечной системе закономерностей (рис. 56).

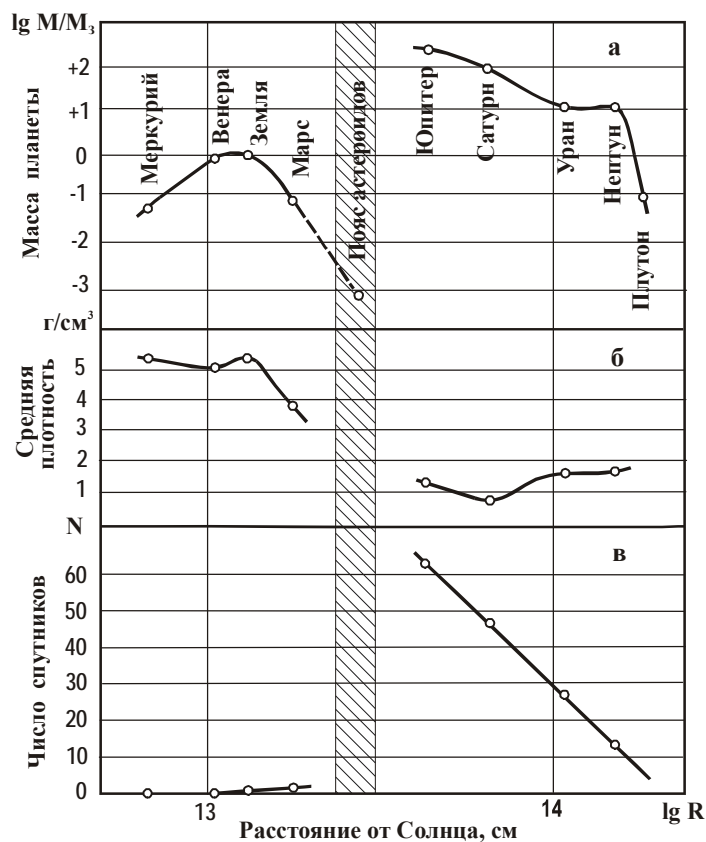


Рис. 56. Зависимость от гелиоцентрического расстояния: а) масс планет, б) средней плотности их вещества и в) числа спутников диаметром более 1 км по последним наблюдательным данным (Астрономия, 2007)

Среди таких закономерностей отметим две. Во-первых, очень своеобразный характер изменения с удалением от астероидного кольца масс и средней плотности планет, что позволяет разделить планеты на «внутренние» – земного типа и «внешние» – планеты-гиганты. И, во-вторых, нали-

чие у внешних планет сходных семейств колец, а также систем спутников и комет, число членов которых убывает с удалением от астероидного пояса.

Концепция КОСС допускает, что образование планет, в отличие от их спутников и остальных малых тел Солнечной системы, происходило, как минимум, в два этапа. На первом возникли сами планеты. А на втором, уже после гибели Фазтона – их спутники, астероиды и кометы.

Иллюстрацией этому выводу может служить наличие сегодня в Солнечной системе нестационарного облака комет, возникшего в период последнего пребывания Солнца в ветви Ориона–Лебедя (см. главу 5). Нет сомнений в том, что образование кометоастероидных тел и метеоритов, а также их выброс из пояса вместе с газом и пылью происходили во все эпохи пребывания Солнца в струйных потоках Галактики.

На начальной стадии фрагментации Фазтона, когда число его обломков в кольце было много больше, чем сегодня, более высокой, очевидно, была и активность этих процессов. Со временем астероидный пояс терял свои тела, и интенсивность этих процессов сейчас резко снизилась.

6.1.2. Два этапа планетообразования и их разделение

Первоначальные массы планет, а также изменения этих масс после гибели Фазтона могут быть установлены с достаточной для наших последующих расчетов точностью с помощью приема, показанного на рис. 57. Здесь приведена зависимость распределенной массы вещества Солнечной системы (Альвен, Аррениус, 1979) от гелиоцентрического расстояния. Распределенная масса определена как: $\rho_i(R_i) = M_i/R_i^3$, где M_i и R_i масса и удаление от Солнца отдельных планет.

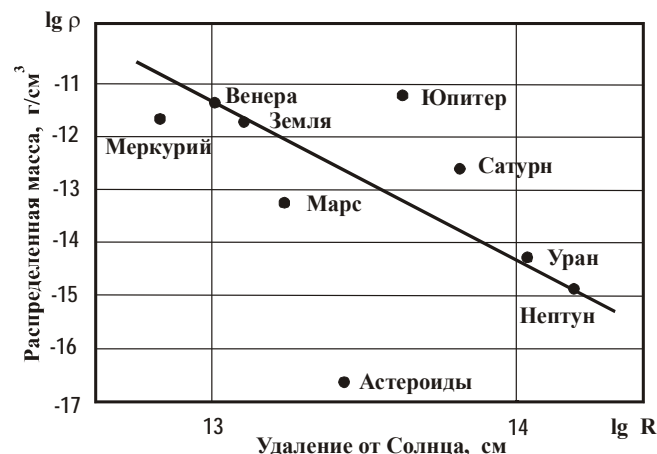


Рис. 57. Распределенная масса вещества Солнечной системы: прямая линия определяет значения масс всех планет после первого этапа образования

Разделительной линией, позволяющей найти массы планет на первой стадии образования, служит прямая линия, проходящая через точки Венеры, Земли, Урана и Нептуна. Эта линия проведена с таким расчетом, чтобы удовлетворить сразу трем требованиям: 1) постоянству масс Венеры и Нептуна $M_i = M_i'$ до и после гибели Фазтона; 2) степенной зависимости функции $\rho(R)$ на первом этапе планетообразования и 3) экспоненциальному уменьшению массы вещества $\Delta M_i = M_i' - M_i$, захваченной внешними к поясу планетами, с их удалением от кольца (см. рис. 57).

Вычисленные на основе такой интерпретации данных рис. 57 массы планет до гибели Фазтона M_i' , а также абсолютные $\Delta M_i = M_i' - M_i$ и относительные M_i'/M_i изменения этих масс по сравнению с современными значениями M_i приведены в табл. 16.

Таблица 16. Массы планет до и после гибели Фазтона, 10^{27} г

Планета	Современная масса M_i	Начальная масса M_i'	Изменение массы ΔM_i	Отношение масс M_i'/M_i
Меркурий	0.333	2.88	-2.56	0.116
Венера	4.87	4.87	0	1
Земля	5.97	6.37	-0.4	0.937
Марс	0.642	8.96	-8.32	0.072
Фазтон	0.0042	14.75	-14.75	$2.85 \cdot 10^{-4}$
Юпитер	1899	24.43	+1874.6	77.72
Сатурн	568	40.06	+528	14.18
Уран	87.2	70.72	+16.5	1.23
Нептун	102	102	0	1
Плутон	0.66	—	—	—

В табл. 16 предполагается, что изначально массы планет кроме Плутона с удалением от Солнца отвечали общей степенной зависимости, унаследованной с протопланетной стадии. Однако после гибели Фазтона многие планеты Солнечной системы претерпели изменения, которые отразились на их массе, строении и среднем составе вещества.

Венера и Нептун, находившиеся на достаточно большом удалении от Фазтона, практически не изменили свои массы. К этим двум планетам примыкают Земля и Уран, изменившие их относительно слабо.

В отличие от этих четырех планет все другие планеты Солнечной системы после гибели Фазтона изменились гораздо сильнее, что привело к смещению их положений на рис. 57 от разделительной линии. Отклонение вверх от этой линии было связано с захватом планетами нового вещества — в основном испарявшихся и выбрасываемых из кольца кометных газов и обломков астероидов, а смещение вниз, наоборот, с потерей планетами собственной массы.

Таким образом, в то время как внешние планеты (Юпитер, Сатурн и Уран) набирали новое вещество и обзаводились системами спутников, внутренние планеты за исключением Венеры теряли собственную массу.

Если не рассматривать Фазтона, прекратившего свое существование в качестве планеты, то наибольшие изменения претерпел ближайший к нему Марс. Марс, как и Фазтон, по-видимому, был полностью разрушен, но потом восстановился из своих же обломков с участием нового космического вещества, уже как планета массой $\sim 7.2\%$ первоначальной величины. Сильные повреждения получил также Меркурий, а все другие более близкие к Солнцу планеты, если таковые до гибели Фазтона в Солнечной системе имелись, к настоящему времени не сохранились. Не прошел бесследно взрыв Фазтона и для Земли, потерявшей примерно 6.3% своей массы.

В концепции КОСС все указанные изменения масс и состава планет после гибели Фазтона находятся между собой в определенных количественных соотношениях.

Проанализируем эти соотношения более детально для внутренних и внешних планет, в том числе самого Фазтона, подчинив наше рассмотрение трем взаимосвязанным в КОСС вопросам: 1) происхождению планет-гигантов, 2) природе метеоритного вещества и 3) образованию Луны.

Заметим, что в современной космогонии эти вопросы решаются самостоятельно и пока не имеют удовлетворительного объяснения.

6.1.3. Происхождение планет-гигантов

В концепции КОСС предполагается, что в результате гибели Фазтона с внешней стороны современного пояса астероидов возник вторичный газопылевой диск Солнца, из вещества которого и сформировались планеты-гиганты. При этом до появления диска нынешние планеты: Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун имели массы M_i' , указанные в табл. 17. Оказавшись внутри вторичного диска Солнца, первые три планеты приобрели много нового космического материала, ставшего их оболочкой, а сами превратились в центральные ядра современных планет.

Вследствие экспоненциального снижения плотности диска с удалением от астероидного пояса, чем ближе находилась планета к кольцу астероидов, тем большую массу газопылевого вещества она захватила. Из-за большей удаленности от кольца Нептун присоединил к себе этого вещества крайне мало, Уран – больше, и более всего Сатурн и особенно Юпитер.

Для обоснования идеи двухстадийного формирования планет-гигантов (Камерон, 1980) в табл. 18 сопоставлены физические модели внутреннего строения Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, разработанные В.Н. Жарковым с коллегами (Гудкова и др., 1988а, 1988б), и нашей модели (Баренбаум, 1992, 2003), основанной на данных табл. 17.

Таблица 17. Внутреннее строение и состав планет-гигантов

Основные параметры планет	Юпитер		Сатурн		Уран		Нептун	
	[1]	[3]	[1]	[3]	[2]	[3]	[2]	[3]
Масса ТКЛ-ядра	5.0	4.1	5.7	6.7	13.72	11.84	16.56	17.07
	18 %		17.5 %		15 %		3 %	
Масса оболочки	312.8	313.7	89.3	88.4	0.88	2.76	0.51	0
	0.3 %		1.0 %		–		–	
Компонентный состав оболочки (%)	ТК – 3.7 Л – 16.0 Г – 80.3		ТК – 1.4 Л – 24.0 Г – 74.6		ТК+Л – 10 Г – 90		ТК+Л – 10 Г – 90	

Примечания: Массы ядра и оболочки выражены в единицах массы Земли. Ссылки на работы: [1] – Гудкова и др., 1988а; [2] – Гудкова и др., 1988б; [3] – Баренбаум, 1992. Проценты указывают расхождения обоих расчетов отдельно для ядра и оболочки. Обозначения: ТК, Л, Г – преимущественный состав вещества (см. текст).

Модели Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна построены В.Н. Жарковым и др. таким образом, что отвечают известным из наблюдений значениям масс, радиусов, периодов осевого вращения, а также вторых и четвертых гравитационных моментов каждой из планет.

Из моделей В.Н. Жаркова следует, что планеты-гиганты как минимум двухслойны. Они состоят из центрального твердого ядра и окружающей его газо-жидкой конвективной оболочки. Наряду с газами H_2 , He , Ne и др. (Г-компонента) в состав планет непременно должно входить некоторое количество льдов веществ средней летучести H_2O , CH_4 , NH_3 и др. (Л-компонента), а также тяжелых нелетучих соединений преимущественно в виде оксидов Si , Mg , Fe , не окисленного железа и $Fe-Ni$ сплава (ТК-компонента). Согласно расчетам, в зависимости от температуры конденсации этих веществ, состав и соотношение ледяной и газовой компонент в конвективной оболочке планет может меняться, а центральное ядро будет содержать разное количество Л-компоненты.

Физические модели приводят к выводу, что входящее в состав планет-гигантов ТК-вещество наряду с центральным ядром должно присутствовать в рассеянном виде и в газо-ледяной оболочке. При переходе от Юпитера к Сатурну и далее к Урану и Нептуну масса центрального ядра и его доля в составе планет растут, а содержание ТК-материала в оболочке снижается.

В табл. 17 также приведены массы ядра и оболочки Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, найденные нами в предположении, что после гибели Фазтона эти планеты, имея массу M_i' , приобрели ΔM нового космического вещества, ставшего их оболочкой.

Сопоставление данных табл. 17 показывает, что постулируемый КОСС двух стадийный механизм образования планет-гигантов хорошо объясняет особенности вещественного состава и внутреннего строения этих планет. Отклонения от «точных» физических моделей планет-гигантов хотя и имеются, однако, во всех случаях они малы. Для наиболее массивной оболочки эти отклонения составляют 0.3% у Юпитера, 1% – у Сатурна, 15% – Урана и 3% – Нептуна. Самые же большие расхождения не превышают 18%.

В этой связи заметим, что теоретические модели В.Н. Жаркова и др. являются численными решениями обратной задачи, состоящей в определении основных характеристик внутреннего строения планет-гигантов по их внешним физическим параметрам. Такие решения, как известно, далеко не всегда оказываются однозначными и тем более точными.

Столь хорошее согласие значений масс оболочек, полученных на основе двух принципиально разных подходов, на наш взгляд, не может являться случайным совпадением. С одной стороны оно свидетельствует о достаточно высокой точности теоретических расчетов группы В.Н. Жаркова, а с другой, может рассматриваться как важный аргумент в пользу правильности идеи А. Камерона (1980) о двухстадийном формировании планет-гигантов, реализованной нами в концепции КОСС. Этот вывод сегодня является общепринятым (Кусков и др., 2009).

Принимая во внимание способ образования Юпитера, Сатурна и Урана, их центральными ядрами должны выступать планеты, сформировавшиеся еще на первой стадии эволюции Солнечной системы. Заметим, что мысль о том, что ядра планет-гигантов могут представлять собой обычные планеты земной группы, первым высказал О.Ю. Шмидт (1957).

Результаты расчетов группы В.Н. Жаркова, интерпретируемые с позиций КОСС, позволяют отметить еще одно немаловажное обстоятельство. Оно состоит в том, что среди захваченного Юпитером и Сатурном вещества, вошедшего впоследствии в состав их оболочек, заметную долю могут составлять скальные обломки пород Фазтона. Согласно данным табл. 17, с удалением от кольца количество таких обломков снижается от 3.7% в оболочке Юпитера до 1.4% в оболочке Сатурна.

6.2. Природа метеоритного вещества

Наиболее убедительные доказательства былого существования Фазтона дают все же метеориты (Баренбаум, 1992). В истории формирования метеоритного вещества могут быть выделены, как минимум, три стадии: 1) этап химической дифференциации в недрах Фазтона продолжительностью более 0.5–1.5 млрд. лет, 2) время интенсивного разрушения Фазтона 100–300 млн. лет и 3) этап астероидной эволюции, не закончившийся поныне.

Имеются веские основания считать, что столкновения галактических комет с обломками Фазтона были не в состоянии полностью нивелировать влияние изначальной дифференциации глубинных пород этой планеты на

минеральный и химический состав вещества астероидов и метеоритов. Поэтому выпадающие на Землю метеориты несут информацию не только о физико-химических изменениях пород Фаэтона, следовавших за его гибелью, но также и о тех процессах, которые участвовали в формировании состава этого вещества еще до разрушения планеты.

Вопросы формирования вещества астероидов и метеоритов до и после разрушения Фаэтона выходят за рамки задач настоящей книги. Поэтому ниже они затронуты лишь в объеме, который необходим для понимания условий образования и эволюции нашей собственной планеты, а также процессов, которые, возможно, протекают в ней сегодня.

Главная цель нашего рассмотрения состоит в том, чтобы вскрыть связь между оболочечным строением современной Земли и метеоритным веществом, если последнее рассматривать как определенным образом измененное в столкновениях с галактическими кометами вещество внутренних зон Фаэтона, прервавшего свою эволюцию на сравнительно ранней стадии.

6.2.1. Классы метеоритов и строение Земли

В табл. 18 сопоставлена вероятность падений на Землю метеоритов основных классов и групп по данным Д. Сирса и Р. Додда (Sears, Dodd, 1988) с объемами внутренних оболочек нашей планеты согласно хондритовой модели Р. Харта и др. (Hart et al., 1977).

Таблица 18. Вероятность падений метеоритов в сопоставлении с объемами основных внутренних оболочек Земли

Номер группы	Класс метеоритов	Процент падений	Оболочка Земли (нижняя граница, км)	Объем оболочки, %
0	Углистые хондриты (C)	4.3	—	—
I	Ахондриты	7.2	Земная кора (33)	1.55
II	Амфотериты (LL)	8.0	Верхняя мантия (420)	16.96
III	Оливин-гиперстеновые (L)	38.8	Переходная зона (670)	9.84
IV	Оливин-бронзитовые (H)	33.0	То же (1050)	13.39
V	Энстатитовые (E)	1.6	Нижняя мантия (2885)	41.87
VI	Сидеролиты	1.1	Внешнее ядро (5155)	15.69
VII	Сидериты	5.1	Внутреннее ядро (6371)	0.7

Данная модель учитывает известные значения массы и вращательного момента Земли, спектр частот ее собственных колебаний, а также скорости распространения продольных и поперечных сейсмических волн на разных глубинах, вплоть до центра планеты. Эти параметры сегодня измерены для Земли с такой точностью, которая накладывает жесткие ограничения (Жар-

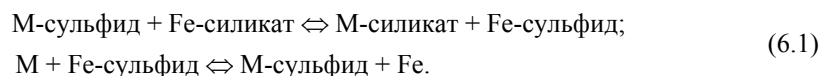
ков, 1983) на возможный химический и минеральный состав пород, а также внутреннее строение тела нашей планеты.

Модель Р. Харта построена на предположении, что Земля всецело сложена веществом углистых хондритов, т.е. более чем на 90% состоит из пяти химических элементов: кислорода (32%), железа (25%), кремния (14.5%), магния (12.5%) и серы (8%).

Известно, что если дать этим элементам возможность в условиях высоких температур и давлений образовывать соединения, то с учетом их соотношения в смеси, химического сродства и свойств электроотрицательности они должны сформировать в теле планеты три последовательных слоя. Верхний слой – литофильный с преобладанием силикатов Mg и Fe, средний – халькофильный, представленный сульфидом Fe, и внутренний – сидерофильный из металлического железа (Браун, Массет, 1984).

Вследствие этого внешняя зона Земли будет иметь преимущественно силикатный состав, далее идет слой богатый сульфидами, а еще ниже накапливаются излишки железа, образуя центральное ядро.

Все остальные неучтенные металлические (М) и неметаллические химические элементы распределяются по этим слоям в соответствии со своими электрохимическими свойствами. В течение всей активной стадии развития Земли в ее теле должны происходить равновесные реакции следующего типа:



Эти реакции постепенно сортируют указанные категории элементов, распределяя их в соответствующие зоны.

Согласно современным моделям, отражающим изложенные представления (Жарков, 1983), Земля до глубин 30–40 км на материках и 5–10 км под океанами покрыта сравнительно холодной и жесткой корой, которая изостатически «плавает» на слое частично расплавленных пород оливиново-пироксенового состава. На глубине 420 ± 20 км при давлении $P = 12 \pm 1$ ГПа и температуре $T = 1600 \pm 50^\circ\text{C}$ происходит фазовый переход оливинов в структуру β -шпинели, сопровождающийся 7%-ным ростом плотности пород. У раздела 560–700 км, где $P = 20$ ГПа и $T = 2200^\circ\text{C}$, происходит дальнейшее уплотнение решетки силикатных минералов, связанное с переходом их в постшпинелевые модификации. А еще ниже на глубине 1500 км при $P = 40$ ГПа все силикаты приобретают структуру пировскита, которая остается устойчивой вплоть до границы земного ядра.

При высоких температурах и давлениях Fe и Mg замещают друг друга в каркасе пород. Поэтому согласно реакции (6.1) и в силу особенностей фазовых диаграмм FeMg-силикатов, следует ожидать их закономерного обеднения железом с глубиной и выделения последнего, как менее тугоплавко го и более подвижного и тяжелого компонента в отдельную фазу, которая миг-

рирует к центру планеты. В этом процессе железо способно растворить и увлечь за собой всю имеющуюся серу (Браун, Массет, 1984).

С глубины 2885 км, где давление ~ 140 ГПа, а температуры достигают $1800\text{--}3900^\circ\text{C}$, начинается металлическое ядро. На границе «мантия–ядро» плотность пород резко возрастает с 5.5 до 9.9 г/см³. Вещество внешнего ядра, представленного системой FeS+Fe, находится в расплавленном состоянии, а ниже границы 5155 км становится твердым. Плотность внутреннего ядра, равная $12.6\text{--}13.0$ г/см³, не может быть обеспечена одним Fe и требует присутствия здесь $10\text{--}20\%$ Ni, который образует с железом сплав.

Широкий диапазон возможных температур, допускаемых для центра Земли, обусловлен трудностями учета содержания и распределения серы во внешней зоне ядра. Это связано с тем, что система FeS+Fe образует эвтектическую смесь с низкой температурой плавления. Эта смесь первой и вступает в расплав. Оценено, что содержание S в составе эвтектики у границы ядра и мантии составляет $\sim 17.5\%$ и уменьшается к границе внешнего и внутреннего ядра до $\sim 15\%$ (Usselman, 1975).

Такие представления о строении недр Земли, по мнению Д. Брауна и А. Массета, хорошо отвечают эмпирическим данным, нуждаясь в уточнении лишь для интервалов химического и минералогического изменения пород. Прежде всего, это кора и первые 1000 км мантии, область нижней мантии 2780–2885 км над границей с ядром, а также зона между внешним и внутренним ядром на глубине 4590–5155 км.

В частности, известно, что для нижней мантии модель систематически занижает плотность пород на $3\text{--}5\%$. Впрочем, этот недостаток модели, как показал Ф. Пресс (Press, 1968), может быть устранен, если отказаться от предположения о химическом постоянстве мантии и допустить, что с глубиной в ней происходит изменение железо-магниевого отношения от 0.25 вверху до 0.6 внизу мантии. Согласно экспериментальным данным (Жарков, 1983), такие изменения, прежде всего, следует ожидать на глубинах фазовых переходов в мантийных силикатах.

6.2.2. Фазтон и Земля

Изложенные выше представления о строении Земли и закономерностях изменения ее пород с глубиной находят подтверждение и при анализе метеоритов, если рассматривать их основные классы как вещество разных внутренних оболочек Фазтона, хотя и в некоторой степени измененное процессами, последовавшими за его разрушением.

Чтобы этот вывод стал очевиднее, все классы метеоритов в табл. 18 расположены сверху вниз в соответствии с правилами Г. Прайора (Prior, 1920), т.е. в порядке увеличения общего железа содержания и снижения содержания Fe в силикатной части пород.

Хорошо видно, что каждому из основных классов метеоритов, за ис-

ключением углистых, соответствует по химическому составу свой земной аналог: разнородной группе магматических сильно брекчированных ахондритов – земная кора; каменным хондритам с очень низким (LL), низким (L) и высоким (H) содержанием Fe, а также энстатитовым (E) метеоритам – соответственно породы верхней, средней и нижней мантии, а железокладезитовым и железным метеоритам – материал внешнего и внутреннего ядра.

Недифференцированные углистые хондриты не имеют земного аналога и потому вынесены на нулевое место. Метеориты этого класса представлены газопылевым слабо измененным низкотемпературным кометным конденсатом (Баренбаум, 1990). Они формировались в иных условиях и позже метеоритов других типов.

Явное подобие прослеживается и в строении ядер Земли и Фазтона. Свидетельством присутствия в металлическом ядре Фазтона жидкой и твердой фаз является наличие среди железных метеоритов их двух разновидностей, отличающихся составом железа и возрастом (Соболев, 1974).

Метеориты первой группы FeI с наиболее примитивным свинцом, представленные октаэдритами ($6 \div 14\%$ Ni), имеют возраст, близкий времени отвердевания большинства хондритов $4.6 \div 4.3$ млрд. лет. Метеоритное железо второго типа FeII, содержащее радиогенный свинец, характеризуется увеличенным диапазоном изменений содержаний $Ni = 4 \div 26\%$ и $Pb = 10^{-8} \div 10^{-7}$ и по возрасту на $0.3 \div 1.9$ млрд. лет старше.

По мнению Э.В. Соболева и В.П. Семенов (1984, 1985) присутствие в FeII радиогенного Pb нельзя приписать ни распаду урана, концентрация которого на много порядков меньше, чем требуется, ни их загрязнению земным свинцом при попадании на Землю.

Интерпретация этих фактов в соответствии со схемой образования Земли А.П. Виноградова (1974) позволяет предположить, что формирование ядра Фазтона началось не позже 6 млрд. лет назад (Баренбаум, 1992). Процесс роста ядра происходил в адиабатических условиях при температурах и давлениях, не достаточных для полного плавления его материала.

Первоначальную основу твердого ядра, вероятно, составило железо FeII, сильно и неравномерно обогащенное многими сидерофильными элементами: Ni, Co, P и др. В отличие от материала FeII железо FeI поступало в ядро позднее как продукт переработки и дифференциации исходного вещества, испытавшего плавление и разделение на металлическую и силикатную фазы. Одновременно с увеличением объема жидкого ядра Фазтона происходило формирование и всех других пяти его мантийных оболочек.

Сопоставительный анализ данных (табл. 18) позволяет также высказать ряд общих соображений относительно характера эволюции недр планет земной группы после аккреции.

Полагая частоту падений метеоритов пропорциональной объему соответствующих внутренних оболочек Фазтона и сравнивая эти данные с современным строением Земли по геофизическим данным, можем заключить,

что дифференциация планетных недр активно продолжается и после образования планет, причем идет в направлении уменьшения размеров и объема внешних и роста внутренних оболочек планет.

Этот процесс, в соответствии с химическими преобразованиями (6.1), сопровождается выплавлением из силикатных минералов Fe и S, которые мигрируют к центру планеты. Миграции обоих элементов сквозь толщу пород, по-видимому, способствует соединение их в структуру троилита, который по отдельным, вероятно, проницаемым зонам поступает в ядро.

Признаки высокой активности миграционных процессов в недрах Фазтона и, прежде всего, в его нижней мантии и внешнем ядре, мы непосредственно находим в составе метеоритного вещества.

Об интенсивной миграции вещества нижней мантии Фазтона, на наш взгляд, говорит подразделение энстатитовых метеоритов на EH- и EL-типы (Соботович, Семененко, 1984), заметно отличающиеся содержанием Fe, S, P и других элементов. А в пользу таких же процессов в ядре Фазтона свидетельствует специфическая разновидность железных метеоритов – соротиты, представленные смесью FeNi-сплава октаэдритовой структуры с троилитом. Как содержание троилита в соротитах (25–47%), так и содержание Fe и S в высоко железистых EH- метеоритах вполне соответствует составу эвтектического расплава во внешнем ядре Земли (Браун, Массет, 1984).

По современным представлениям процесс дифференциации вещества сегодня продолжается и в теле нашей планеты. Судя по геофизическим данным, он в основном локализован в пограничном слое (2780–2875 км) у подошвы мантии и в зоне между внутренним и внешним ядром. В этих областях обнаружено некоторое уменьшение скоростей сейсмических волн, которое интерпретируется (Болт, 1985) в пользу физической неоднородности среды. Такая неоднородность является признаком интенсивной миграции через границы указанных зон расплавов вещества.

Согласно расчетам (Браун, Массет, 1984) миграция вещества в глубинных недрах Земли может происходить до тех пор, пока масса внутреннего ядра не станет ~10% массы планеты. В этом случае центральное ядро будет полностью состоять из железа, и включать весь имеющийся никель, а во внешнем ядре останется чистая эвтектическая смесь.

Рассматривая Фазтон и Землю, как во многом подобные друг другу планеты, нельзя не отметить и их явные различия.

Отличие нашей планеты от Фазтона проявляется, прежде всего, в: 1) меньшей железистости ее мантийных силикатов, 2) более слабой изменчивости химического состава вещества на границах фазовых переходов, 3) преобладании объема внутренней мантийной оболочки над внешними, и, наконец, 4) больших размерах и массе ее металлического ядра.

Все эти отличия вполне объяснимы более длительным периодом дифференциации вещества Земли по сравнению с Фазтоном, прервавшим эволюцию на относительно ранней стадии.

Итак, несомненная аналогия между внутренним строением обеих планет и, как следствие, их близкие термобарические состояния позволяют сделать вывод, что еще в недрах Фазтона астероидное вещество претерпело ряд глубоких физико-химических преобразований. В результате чего, во-первых, возникли два его главных типа, представленных силикатами и железоникелевым сплавом. И, во-вторых, силикаты оказались дифференцированными по составу на четыре основные химические группы: LL, L, H и E, а металл на три: FeI, FeII и FeS.

Очевидно, что до гибели Фазтона в его недрах этот материал мог быть нагрет до нескольких тысяч градусов и находиться под высоким давлением.

Изложенные факты и аргументы, на наш взгляд (Баренбаум, 2002), являются достаточной эмпирической основой для проведения теоретического моделирования глубинной эволюции Земли в историческое время.

Рассмотрим теперь вопрос о формировании метеоритного вещества. Напомним, что отсутствие удовлетворительного ответа именно на этот вопрос полвека назад стало одной из причин отказа от гипотезы Фазтона.

6.2.3. Формирование метеоритного вещества

Согласно концепции КОСС, после гибели Фазтона важную роль начинают играть соударения его обломков с галактическими кометами и между собой. Эти соударения вызывали разрушение сталкивавшихся тел и механическое и химическое перемешивание их вещества.

В период 4.6–4.4 млрд. лет назад, когда масса обломков Фазтона в кольце в ~3500 раз превышала ее современное значение (см. табл. 16), а сами обломки были нагреты до состояния плавления, такие столкновения сопровождались выбросом в межпланетное пространство огромных количеств испарявшегося кометного и расплавленного астероидного вещества. В космических условиях капли и брызги расплава с налипшими на них частицами пыли и газа быстро охлаждались и выпадали на астероиды как твердые, кристаллизовавшиеся образования.

Эти процессы приводили к формированию на поверхности крупных, еще не остывших фрагментов Фазтона слоя сильно измененных пород специфической хондритовой структуры. Обломки таких пород, в большей или меньшей степени затронутые процессами хондрообразования, метаморфизма и плавления, составляют основную долю метеоритов, выпадающих сегодня на Землю.

Более детальная классификация метеоритов, основанная на предположении их образования при смешении материала разных глубинных пород Фазтона (табл. 18) и кометного вещества, приведена в табл. 19.

С целью упрощения классификационной схемы в ней учтены только две компоненты метеоритного вещества – основной материал и преобладающая примесь. Хотя реальные процессы были гораздо сложнее, данные

табл. 19 вполне удовлетворительно отражают известные генетические связи метеоритов (Додд, 1986) разных классов и групп.

Таблица 19. Схема генетических связей метеоритов

Основное вещество	Номер группы	Преобладающая примесь							
		0	I	II	III	IV	V	VI	VII
	0	CI, CM, CR, CO, CV							
	I		A	Eu	Ho	She	Na	Mz	
	II		U	LL				Ps ₁	
	III		Di		L				
	IV		Sha			H			
	V		Au				E		
	VI			Ps ₂				Fel	
	VII		Mz						Fel _l

Примечание. Приняты следующие обозначения классов метеоритов:

– хондриты
 – ахондриты
 – углистые
 – железные
 LL – оливин-пижонитовые Ps – палласиты E – энстатитовые U – уреилиты
 L – оливин-гиперстеновые Ho – говардиты She – шерготтиты Di – диагениты
 H – оливин-бронзитовые Na – наклиты Sha – шассиньиты A – ангриты
 Fe – железные (I и II типы) Eu – эвкриты Mz – мезосидериты Au – обриты
 CI, CM, CR, CO, CV – типы углистых хондритов в порядке убывания массы воды

Главная диагональ таблицы, за исключением ангритов, отведена метеоритам, вещество которых в результате столкновения тел в астероидном поясе либо не претерпело химических изменений, либо испытало смешение с материалом своего типа. В недиагональных клетках таблицы размещены метеориты смешанного состава.

Углистые хондриты определены как вещество кометного конденсата и испарившихся частичек железа и каменного материала, отложенных при низких температурах на поверхности астероидных тел, либо без посторонних включений – тип CI, либо в механической смеси с переохлажденными каплями (хондры) и мелкими обломками минералов разного исходного состава – все другие их типы. В ряду от CI к CV состав матрицы углистых хондритов меняется от водных до безводных минеральных ассоциаций, а количество в них инородных включений растет.

В отличие от углистых хондритов ахондриты представляют продукты полного плавления и глубокого химического преобразования кометного вещества в приповерхностных слоях крупных фрагментов Фазтона.

В соответствии с существующей классификацией метеоритов (Мейсон, 1965) в табл. 19, выделены две разновидности ахондритов с большей (низкокальцевые) и меньшей (высококальцевые) долей материала родителей. Бедные кальцием (0–3% Ca) ахондриты: шассиньиты, уреилиты, диагениты и обриты обнаруживают (Додд, 1986) большее сходство по химическому составу с родительскими телами, чем их богатые кальцием (5–25% Ca) аналоги: наклиты, шерготтиты, эвкриты, говардиты и особенно ангриты.

К ахондритам по многим признакам тесно примыкают мезосидериты, которые, прежде всего, отличает высокое массовое содержание железа. По нашей классификации мезосидериты – это те же ахондриты, только образованные либо на обломках металлического ядра Фазтона, либо при участии больших количеств Fe. По структуре и минеральному составу выделяют три группы мезосидеритов, характеризующиеся разной степенью однородности и преобразования различных включений (Соботович, Семененко, 1984).

Обнаруженные А.А. Явнелем (1956) две группы палласитов, различающиеся содержанием Ni-Fe и степенью железистости силикатной фазы, определены как результат смешения силикатных расплавов с металлом ядра Фазтона, либо внедрения вещества расплавленного металлического ядра в породы нижней и средней мантии. А палласиты, содержащие оба типа метеоритного железа (Соботович, Семененко, 1984), – как продукты смешения материала внутреннего и внешнего ядер планеты.

Другие отличия среди железных метеоритов, позволяющие подразделить их по структуре на гексаэдриты, октаэдриты, атакситы и соротиты, и на 16 групп по содержанию основных примесных (Ni, P, S) и редких (Ir, Ga, Ge, Pb и др.) химических элементов (Симоненко, 1979), мы связываем с начальной неоднородностью металлического ядра Фазтона и с различными условиями охлаждения его фрагментов после гибели планеты.

Обыкновенные хондриты – им отведена центральная часть табл. 19 – как и метеориты других классов, несут следы смешения вещества разных зон Фазтона. Однако, вследствие близости состава пород мантийных оболочек Фазтона, результаты такого смешения сводятся главным образом к изменению соотношения в метеоритах этого класса оливинов и пироксенов, а также увеличению вариаций в них железа.

Необходимо отметить, что, вследствие разрушения Фазтона, вещество его мантийных оболочек могло не равновесно переходить через плавление из высоко барического в низко барическое состояние. Это должно было сопровождаться изменением его минерального состава с преимущественным образованием после остывания оливинов и пироксенов, находящихся на ликвидусе (Додд, 1986) для пород соответствующего химического ряда. Поэтому в метеоритах LL-, L- и H-типов наиболее распространенным минера-

лом является оливин, а в энстатитовых ахондритах и хондритах, возникших из пород, в составе которых оливин изначально отсутствовал, – пироксен.

Отлагавшийся на поверхности нагретых астероидных тел каменный материал подвергался здесь термальному метаморфизму и плавлению. Эти процессы значительно влияли на степень выраженности и сохранности его хондритовой структуры, которую Ван Шмус и Дж. Вуд (Van Schmus, Wood, 1967) предложили рассматривать в качестве петрологической характеристики вещества метеоритов.

По мере уменьшения числа столкновений в астероидном поясе и остывания самих астероидов снижалась степень постагреционных изменений хондритового вещества. Одновременно с отвердеванием материала прекращался его флюидный и газовый обмен с окружающей средой.

Некоторые сведения о последнем процессе может дать анализ изотопных возрастов метеоритного вещества.

6.2.4. Изотопные возрасты метеоритов

Продолжительность некоторых важных периодов формирования метеоритного вещества удастся установить методами космохронологии. Эти методы основаны на измерении изотопных сдвигов в составе ряда химических элементов, вызванных распадом радиоактивных нуклидов ^{244}Pu , ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{187}Re , ^{129}I , ^{87}Rb , ^{40}K , ^{26}Al и др.

Все перечисленные изотопы образуются в реакциях термоядерного синтеза химических элементов при взрывах звезд (Ядерная астрофизика, 1986). В частности, установлено, что вымершие к настоящему времени нуклиды ^{26}Al , ^{129}I и ^{244}Pu своим присутствием в метеоритном веществе обязаны включениям в него твердых частиц межзвездной пыли, не переработанных солнечной плазмой (Соботович, Семенов, 1984).

Однако оценки времени образования метеоритов по изотопу ^{26}Mg , возникающему в результате распада ^{26}Al , и изотопу ^{129}Xe , образующемуся при распаде ^{129}I и делении ^{244}Pu , не совпадают. «Магний» возраст метеоритов составляет $t_{\text{Mg}} \sim 10^6$ лет, а «ксеноновый» – $t_{\text{Xe}} = (0.3-8) \cdot 10^8$ лет с максимумом в распределении ~ 100 млн. лет (Соботович, Семенов, 1985).

В рамках существующей космогонической концепции Э.В. Соботович и В.П. Семенов интерпретируют t_{Mg} как время, прошедшее между окончанием нуклеосинтеза и образованием конденсатов, а величину t_{Xe} трактуют как интервал времени между последним нуклеосинтезом и образованием метеоритов. Другие исследователи не делают таких различий, приписывая возраст t_{Xe} близкому взрыву сверхновой звезды. Считается, что вследствие этого взрыва в протосолнечную туманность могли поступить новые порции радиоактивного вещества.

Для объяснения природы и различия возрастов t_{Mg} и t_{Xe} в концепции КОСС нет необходимости привлекать столь искусственные предположения

как случайные близкие к Солнцу взрывы сверхновых звезд.

Ранее (глава 3) было показано, что в процессе эволюции Галактики в ее центре происходит непрерывное взрывное разрушение звезд. Образующиеся при этом газопылевые частицы, обогащенные нуклидами ^{26}Al , ^{129}I и ^{244}Pu и др., накапливаются в ядерном диске Галактики. Здесь газопылевые частицы проводят некоторое время, а затем выносятся из диска в ходе струйного истечения. В составе, в частности, галактических комет они достигают пределов Солнечной системы, где при столкновениях комет с астероидами смешиваются с астероидным материалом и участвуют в формировании метеоритного вещества.

Поэтому «магнийевый» возраст метеоритов, как мы полагаем, определяет характерное время образования пылевых частиц при взрывах звезд. Его малое значение говорит о том, что конденсация пыли в процессах гибели звезд происходит довольно быстро – за время меньшее или, по крайней мере, соизмеримое с периодом полураспада ^{26}Al .

Более высокий «ксеноновый» возраст определяет время, прошедшее с момента взрыва отдельных звезд в ядре Галактики до момента смешения их газопылевых продуктов с материалом астероидов. Другими словами, это время накопления пылевых частиц в ядерном диске Галактики и последующей их доставки к Солнцу кометами струйных потоков.

Величина возраста $t_{\text{Хе}}$ в нашей модели имеет жесткие нижний и верхний пределы. Первый составляет $R_0/V_S \approx 30$ млн. лет, где $R_0 = 10.2$ кпк – средний радиус солнечной орбиты; $V_S = 300$ км/с – скорость галактических комет. А второй не должен превышать времени жизни звезд в ядре Галактики $\sim 7 \cdot 10^8$ лет, определяемого соотношением (3.17).

Оба эти значения хорошо подтверждаются наблюдениями. Фактические возрасты метеоритов $t_{\text{Хе}} = (0.3\text{--}8) \cdot 10^8$ лет с максимумом в распределении при $t_{\text{Хе}} \sim 10^8$ лет указывают на то, что значительную часть своей жизни, еще до включения в состав кометных льдов, пылевые частицы проводят в центральной области Галактики.

Важно подчеркнуть, что в отличие от углистых метеоритов большинство обычных хондритов не показывает избытка радиогенного изотопа ^{129}Xe (Соботович, Семенов, 1985). Это означает, что их вещество сформировалось или испытало последний существенный нагрев ($\sim 500^\circ\text{C}$) уже после того, как входящие в его состав ^{129}I и ^{244}Pu полностью распались.

Таким образом, «магнийевый» и «ксеноновый» возрасты метеоритов несут информацию об условиях образования пыли в Галактике, но никак не связаны с гибелью Фазтона.

Время разрушения Фазтона может быть установлено по содержанию в метеоритах долгоживущих радиоактивных изотопов с периодами полураспада $10^9\text{--}10^{11}$ лет. Анализ таких данных приводит к выводу, что фрагментация этой планеты и соответственно время формирования метеоритного вещества были не одноразовым событием, а циклически повторявшимся про-

цессом, усиливавшимся в эпохи нахождения Солнца в струйных потоках Галактики (Баренбаум, 1992).

Наиболее активная фаза фрагментации Фаэтона имела место 4.7–4.4 млрд. лет назад. В указанный интервал возрастов в основном укладываются (Соботович, Семененко, 1984) времена отвердевания метеоритов всех классов и групп. Исключение составляют железные метеориты типа FeII, которые оказываются древнее, а также обычные метеориты, испытавшие полное или частичное плавление позже основного цикла метеоритообразования.

6.2.5. О начальной стадии образования Земли

Завершая анализ состава и свойств метеоритного вещества, акцентируем внимание на некоторых важных деталях образования и более поздней внутренней эволюции Земли, вытекающих из совместного рассмотрения метеоритных и геофизических данных.

Такой анализ позволяет нам предположить следующее.

1. Образование Земли и Фаэтона из протопланетного вещества началось с обособления и роста их твердого металлического ядра (Виноградов, 1974), основу которого составило железо FeII, сильно и неравномерно обогащенное многими сидерофильными элементами (Ni, Co, P и др.).

Железо FeI поступало в ядро позднее как продукт значительной переработки и дифференциации аккумулированного планетой вещества, после его плавления и разделения на металлическую и силикатную фазы. Одновременно с увеличением объема ядра, вероятно, происходило формирование и всех пяти мантийных оболочек каждой из планет.

2. Отождествив метеориты FeII с веществом твердого металлического ядра Фаэтона, не подвергшегося при гибели планеты полному плавлению, в качестве возраста Солнечной системы, причем только его нижней оценки, можно принять время отвердевания железа FeII, составляющее примерно 6.5 млрд. лет.

Верхней оценкой возраста Солнечной системы, вероятно, может служить рубеж 10.6 млрд. лет, найденный А.К. Лаврухиной (1992) на основе изотопного анализа вещества примитивных хондритов. Заметим, однако, что это время совпадает с последним периодом активного формирования звезд в Галактике (Марочник, Сучков, 1984), возможно, связанным (глава 3) с ее преобразованием из эклиптической в спиральную звездную систему.

3. Стратификация мантийных пород на отдельные силикатные оболочки не обязательно происходит только на постаккреционной стадии эволюции планет как результат фазовых переходов в железо-магниевого силикатах. Вероятнее всего, она начинается еще на стадии образования планет в ходе гетерогенной аккреции (Виноградов, 1974; Кусков, Хитаров, 1982) вследствие изменения химического состава аккумулируемого вещества, в первую очередь, за счет уменьшения содержания в нем железа.

4. Преобразования вещества планетных недр активно продолжаются в

течение всей жизни планет. Причем идут в направлении уменьшения объема внешних и роста внутренних зон. Одновременно происходит снижение контрастности пород соседних силикатных оболочек по химическому составу на границах фазовых переходов.

Эти процессы сопровождаются выплавлением из силикатных минералов Fe и S, которые, по-видимому, в форме эвтектической смеси по отдельным проницаемым каналам мигрируют к центру планеты.

5. Рассматривая Землю, как близкий аналог погибшего Фаэтона, еще раз подчеркнем ее современные отличия от Фаэтона. Прежде всего, это меньшая железистость мантийных силикатов; более слабая изменчивость химического и минерального состава земных пород на фазовых границах; преобладание у Земли внутренних мантийных оболочек над внешними зонами и, наконец, большие размеры и масса ее металлического ядра.

С учетом п. 4. все эти особенности внутреннего строения Земли вполне объяснимы ее более длительным временем развития по сравнению с Фаэтоном, прервавшим свою эволюцию на 4.6 млрд. лет раньше.

Теперь обратимся к вопросу происхождения Луны и посмотрим, что нового позволяет добавить к сказанному об эволюции Земли анализ свойств и состава вещества этого близкого спутника нашей планеты.

6.3. Происхождение Луны

Относительно происхождения Луны имеются четыре основных группы гипотез (Рускол, 1991): 1) Луна была захвачена Землей после своего образования; 2) Луна возникла одновременно с Землей; 3) Луна оторвалась от Земли на ранней стадии образования последней; 4) Луна была оторвана от Земли в результате крупного импактного события.

В настоящее время предпочтение отдается последнему предположению. В соответствии с одним из наиболее разработанных его вариантов (Hartman, Davis, 1975; Cameron, Ward, 1976), Луна возникла в результате скользящего удара о нашу планету космического тела массой порядка 10% от массы Земли, т.е. размерами с Марс.

Этот сценарий, однако, оспаривает А. Рингвуд (Ringwood, 1989). Руководствуясь, в первую очередь, геохимическими соображениями, он полагает, что образование Луны было вызвано падением не одного крупного, а множеством более мелких тел размерами $\sim 10^{-3}$ – 10^{-2} масс Земли. Позднее к такому же выводу пришли А.В. Витезов и Г.А. Печерникова (1996).

Напомним, что происхождение Луны в концепции КОСС связывается с бомбардировкой Земли обломками Фаэтона в эпоху его наиболее активной фрагментации. При этом допускается, что в результате падений достаточно крупных фрагментов Фаэтона с Земли был «сорван» поверхностный слой пород, представленный веществом ее коры и верхней мантии, часть которого, оказавшись на околоземной орбите, аккумулировалась в Луну.

6.3.1. Толщина утерянного Землей слоя пород

В поддержку гипотезы А. Рингвуда рассмотрим вопрос о толщине утерянного Землей слоя пород, его плотности, общей массе и составе вещества. Найдем толщину этого слоя двумя разными способами (Баренбаум, 1992а).

Первый способ. Приняв на основании метеоритных данных, что до гибели Фазтона наша планета существовала как минимум 0.5–1.5 млрд. лет, будем исходить из того, что 4.6 млрд. лет назад Земля имела мантийные оболочки, аналогичные современным (см. табл. 18), хотя и с более высоким содержанием железа в силикатах.

Поскольку вследствие падений обломков Фазтона наша планета потеряла ~6.3% вещества (см. табл. 16), то «утерянным» мог оказаться только поверхностный слой ее пород, представленный корой и верхней мантией. Поэтому данный материал (плюс некоторая доля вещества Фазтона и галактических комет) и должен сегодня определять химический состав и среднюю плотность Луны. Если теперь все это недостающее вещество мысленно «вернуть» назад и равномерно распределить по поверхности Земли, взяв его плотность равной средней плотности пород Луны, то можно приближенно оценить первоначальные размеры нашей планеты и ее плотность.

Полагая плотность утерянного Землей материала равной современной плотности пород Луны $\rho_L = 3.35 \text{ г/см}^3$ (Аллен, 1977), найдем, что после такого «присоединения» радиус нашей планеты должен возрасти на величину

$$\Delta r_3 = \frac{\Delta M}{4\pi\rho_L r_3^2} = 235 \cdot \text{км} \quad (6.2)$$

где $r_3 = 6371 \text{ км}$ – современный радиус Земли, $\Delta M = 4 \cdot 10^{26} \text{ г}$ – масса пород (табл. 16), утерянных Землей вследствие падений обломков Фазтона.

Таким образом, до гибели Фазтона Земля при массе $6.37 \cdot 10^{27} \text{ г}$ имела бы средний радиус 6606 км и среднюю плотность $\rho_3' = 5.2 \text{ г/см}^3$.

Второй способ. Существует подход к изучению внутреннего строения Венеры, основанный на допущении, что ее недра во всех отношениях аналогичны земным (Хаббард, 1987). В данном подходе известный плотностной разрез Земли с помощью интегрирования уравнений гидростатического равновесия пересчитывается на Венеру. При этом допускается, что относительные массы каждой из условно выделяемых сферических оболочек Земли и Венеры тождественно совпадают.

Результаты таких расчетов показывают (Goettel et al., 1981), что нулевое давление, отвечающее поверхности Венеры, достигается при ее радиусе на ~40 км меньшем, чем фактический радиус планеты. Получается, что реальная Венера чуть больше, а ее плотность несколько меньше, чем при полном подобии обеих планет, которое можно было ожидать на основании близости масс и положений Земли и Венеры в Солнечной системе.

У. Хаббард (1987) путем учета более тонких температурных эффектов

попытался усовершенствовать «землеподобную» модель Венеры. Однако снизить это расхождение менее чем до 20 км ему так и не удалось. Это привело его к выводу, что данное несоответствие между Землей и Венерой имеет какую-то более глубокую физическую природу.

В предлагаемой схеме образования Луны причина разных плотностей Земли и Венеры заключается в отсутствии у нашей планеты некоторой части легкого поверхностного материала. Не потеряй Земля это вещество, ее средняя плотность, составляющая сегодня $\rho_3 = 5.52 \text{ г/см}^3$, надо полагать, была бы такой же, как у современной Венеры $\rho_3 = 5.23 \text{ г/см}^3$ (Аллен, 1977).

Принимая начальные плотности вещества Земли и Венеры равными по величине, радиус нашей планеты до гибели Фазтона r_3' вычислим как

$$r_3' = \left(\frac{3M_3'}{4\pi\rho_3} \right)^{\frac{1}{3}} = 6625 \cdot \text{км} \quad (6.3)$$

где $M_3' = 6.37 \cdot 10^{27} \text{ г}$ – первоначальная масса Земли по данным табл. 16.

Сопоставляя значение r_3' , рассчитанное по формуле (6.3), с современным радиусом Земли, получаем оценку толщины сорванного с нашей планеты слоя вещества $\Delta r_3 = r_3' - r_3 = 254 \text{ км}$.

Таким образом, мы видим, что оба способа расчета приводят практически к одному и тому же значению утерянного Землей слоя пород $\Delta r_3 = 245 \pm 10 \text{ км}$ и средней плотности нашей планеты до отрыва от нее вещества $\rho_3' = 5.23 \text{ г/см}^3$. Этот может рассматриваться как веский аргумент в пользу развиваемой гипотезы.

6.3.2. Механизм отрыва вещества от Земли

Введем три предположения, вытекающие из свойств механики высокоскоростного удара (Базилевский и др., 1983, Мелош, 1994): 1) примем, что масса оторванного от Земли материала была представлена обломками слоя ее поверхностных пород толщиной 245 км; 2) предположим, что распределение этих обломков по скоростям подчинялось степенному закону

$$\frac{dN(V)}{dV} \propto V^{-\gamma}, \quad (6.4)$$

где показатель степени γ мог отличаться от значения 2.0, характерного для условий дробления тел в астероидном поясе. И 3) допустим, что величина скорости выброса V , по крайней мере, части обломков была достаточной для преодоления ими силы земного притяжения.

При этих предположениях в результате падений на Землю фрагментов Фазтона какая-то часть земного материала была неизбежно потеряна нашей планетой, другая – была вынесена на околоземную орбиту, а третья – выпала обратно на Землю. В соответствии с расчетами (Кегг, 1989) можно также

допустить, что вещество, оказавшееся на околоземной орбите, в дальнейшем скомпоновалось в единое тело массой $M_{\text{л}} = 7.35 \cdot 10^{25}$ г (1.15% M_3), которое и превратилось в Луну.

В пользу образования Луны из фрагментов коры и мантии Земли в первую очередь говорят (Юри, Макдональд, 1973; Вуд, 1980; Рингвуд, 1982; и др.): 1) тождественный изотопный состав вещества обоих небесных тел; 2) большая, чем у Земли, мощность лунной коры; 3) низкое в целом по Луне содержание Fe при более высоком по сравнению с Землей его содержанием в лунной мантии; 4) значительное обеднение однотипных с земными лунных пород летучими и сидерофильными элементами; 5) сильная неравномерность фигуры Луны, свидетельствующая, что ее тело никогда не находилось в полностью расплавленном состоянии и др.

Обсудим теперь физическую сторону вопроса.

Условием появления у нашей планеты близкого спутника является требование его аккумуляции в пределах зоны влияния Земли, характеризующейся радиусом $R^* = R_3 M_3^{2/5} = 9.3 \cdot 10^5$ км.

Данному радиусу отвечает скорость выброса земного материала

$$V^* = \sqrt{GM_3 \left(\frac{2}{r_3} - \frac{1}{R_3} \right)}. \quad (6.5)$$

В силу $r_3 \ll R_3$, значение V^* оказывается очень близким второй космической скорости, определяемой первым членом в скобках формулы (6.5).

Если допустить, что весь захваченный на околоземную орбиту материал вошел в состав Луны, то с учетом данных табл. 16 можем записать

$$\Delta M_3 = \int_{v_1}^{\infty} \frac{dN}{dV} dV = 0.4 \cdot 10^{27} \text{ г}, \quad (6.6)$$

$$M_{\text{л}} = \int_{v_1}^{v_2} \frac{dN}{dV} dV = 7.35 \cdot 10^{25} \text{ г}, \quad (6.7)$$

где V_1 и V_2 – первая и вторая космические скорости для Земли.

Из решения системы этих уравнений находим значение степенного показателя в распределении (6.4), которое оказывается равным $\gamma = 1.59$.

Рассмотрим теперь отрыв земного вещества с энергетической точки зрения. Для этого оценим энергию $W_{\text{л}}$, запасенную в обломках на околоземной орбите, и энергию обломков W_3 , вернувшихся обратно на Землю.

Зная величину показателя γ , будем иметь

$$W_{\text{л}} = \frac{1}{2} \int_{v_1}^{v_2} V^2 \frac{dN}{dV} dV = 3.3 \cdot 10^{30} \text{ Дж}, \quad (6.8)$$

$$W_3 = \frac{1}{2} \int_0^{V_1} V^2 \frac{dN}{dV} dV = 5.4 \cdot 10^{30} \text{ Дж} . \quad (6.9)$$

Оценки (6.8) и (6.9) показывают, что полная энергия бомбардировавших Землю космических тел должна составлять $W \sim 10^{32}$ Дж.

При этом носителями энергии могли быть не только очень крупные фрагменты Фазтона, но и более мелкие его обломки. Эти обломки при взрыве Фазтона могли приобретать сильно эксцентрические орбиты ($e \approx 1$) и потом, спустя многие тысячи и даже миллионы лет, подобно современным долгопериодическим кометам возвращаться в Солнечную систему. Их скорость встречи с Землей могла иметь величину $V = 25\sqrt{(1+e)/(1-e)}$ и тем самым достигать многих десятков километров в секунду.

Сопоставляя величину $W_{\text{л}}$ с теплосодержанием Луны в состоянии полного плавления $1.6 \cdot 10^{29}$ Дж (Галкин, 1978), находим, что этой энергии достаточно не только для образования у Земли спутника лунной массы, но и значительного нагрева его поверхности процессами аккумуляции. С учетом того, что при импактных ударах на плавление пород расходуется порядка нескольких первых % энергии ударника, а также возможности формирования Луны всего за сотню лет (Мелеш, 1994), приходим к выводу, что энергии $W_{\text{л}}$ и W_3 было достаточно, чтобы расплавить верхний слой пород обеих планет на большую глубину. На Земле эта зона, по-видимому, достигла примерно 100 км, а у Луны, вероятно, составила 300 км (Латем и др., 1975).

6.3.3. Момент вращения системы Земля–Луна

Важным следствием бомбардировки Земли космическими телами могла стать передача ей дополнительного момента вращения. У планет, не испытывавших на постаккреционной стадии сильного внешнего воздействия, момент импульса L и масса M должны быть связаны формулой (6.25), эмпирически установленной для планет Солнечной системы Г. Макдональдом (MacDonald, 1963).

Пользуясь формулой (6.25), оценим момент импульса L_3' и период осевого вращения T_3' Земли до отрыва от нее вещества. Подставляя в (6.25) величину M_3' из табл. 16, находим, что момент импульса и период вращения планеты изначально могли составлять $L_3' = 1.6 \cdot 10^{41}$ г·см²/с и $T_3' = 10$ ч.

Сопоставляя значение L_3' с величиной современного момента вращения системы Земля – Луна $L_{3+л} = 3.5 \cdot 10^{41}$ г·см²/с (Аллен, 1977), находим, что эта система сегодня обладает избыточным моментом вращения $\Delta L = L_{3+л} - L_3' = 1.9 \cdot 10^{41}$ г·см²/с.

Как возможный вариант, предположим, что момент ΔL был сообщен Земле бомбардировавшими ее обломками Фазтона, и с тех пор суммарный момент системы Земля–Луна $L_{3+л}$ никак не менялся.

В этом случае следует также допустить, что момент ΔL был близок к моменту вращения Земли L_3' не только по величине, но и по направлению. Если бы векторы ΔL и L_3' оказались антиколлинеарны, то направление вращения Земли вполне могло смениться на обратное, как у Венеры. А если бы они были перпендикулярны, то наклон земной оси резко изменился и мог стать таким как, например, у Урана.

С учетом сделанных замечаний оценим общую массу m бомбардировавших Землю тел и вероятную скорость V их удара о земную поверхность.

В случае «касательного» падения космических тел в экваториальную область планеты будем иметь

$$\Delta L = mVr_3' = 1.9 \cdot 10^{41} \text{ Г} \cdot \text{см}^2 / \text{с}, \quad (6.10)$$

$$W = \frac{mV^2}{2} \approx 10^{32} \text{ Дж}. \quad (6.11)$$

Из системы этих уравнений находим $V \approx 70 \text{ км/с}$ и $m \sim 5 \cdot 10^{25} \text{ г}$.

Тем самым требуемое для образования Луны количество бомбардировавших Землю обломков Фазтона и, следовательно, масса наиболее крупного из них равна $\sim 5 \cdot 10^{25} \text{ г}$. Эта величина составляет 12.5% оторвавшейся от нашей планеты массы вещества или менее 1% массы Земли, что хорошо согласуется с предположением А. Рингвуда.

6.3.4. Начальный радиус лунной орбиты

Расстояние Луны до Земли в момент образования найдем в предположении, что аккумуляция Луны была энергетически выгодна на «синхронной» орбите, отвечающей равенству угловых скоростей орбитального движения Луны и осевого вращения Земли.

Полагая, как и ранее, момент $L_{3+Л}$ системы Земля–Луна постоянным, для эпохи образования Луны можем записать

$$0.33(r_3')^2 M_3' + (R_Л)^2 M_Л = L_{3+Л}' \frac{T_0}{2\pi}, \quad (6.12)$$

где $R_Л$ – радиус синхронной орбиты; T_0 – синхронный период вращения.

Дополняя равенство (6.12) соотношением между расстоянием $R_Л$ и периодом T_0 , удовлетворяющим третьему закону Кеплера, и подставляя в него численные значения параметров, приходим к уравнению

$$0.961X^4 - 3.48X^3 + 0.586 = 0, \quad (6.13)$$

где обозначено $X = \sqrt[3]{T_0}$.

Из решения уравнения (6.13) находим $T_0 = 9.8 \text{ ч}$ и начальный радиус лунной орбиты $R_Л = 1.4 \cdot 10^4 \text{ км}$, что составляет два радиуса Земли.

Полученное значение T_0 весьма близко величине периода вращения Земли на стадии образования $T_3' = 10$ ч, рассчитанной для массы M_3' . Поэтому отрыв от Земли части ее поверхностных пород должен был, вероятно, очень слабо сказаться на скорости углового вращения нашей планеты.

Образование Луны на удалении от Земли, примерно равном двум радиусам Земли, обычно считают главной причиной асимметричного строения, как Луны, так и Земли. У Луны эта асимметрия выражена в смещении к Земле на 3 км ее центра тяжести относительно геометрического центра и в более тонком слое коры на постоянно обращенной к Земле стороне, а у Земли проявляется в наличии «морского» Тихоокеанского полушария.

Поведение Луны после образования теоретически изучалось многими авторами (Макдональд, 1975; Голдрайх, 1975; Дроздова, Киселев, 1995; Авсюк, 1996; и др.). Расчеты показывают, что со временем эксцентриситет лунной орбиты уменьшается, а Луна перемещается в плоскость земного экватора. За счет приливного взаимодействия с Землей осевой и орбитальный периоды вращения Луны вокруг Земли выравниваются. Одновременно происходит замедление вращения Земли и увеличение радиуса лунной орбиты.

Существуют попытки проследить динамику удаления Луны от Земли, исходя из изменения суточного периода вращения нашей планеты (Жарков, 2000). В расчетах предполагается, что наблюдавшееся в прошлые эпохи увеличение длительности земных суток, главным образом, было связано с передачей Землей своего момента вращения Луне. Согласно эмпирическим данным, систематизированным Ф. Биндером (Binder, 1982), темп удаления Луны от Земли в прошлом сильно варьировал (рис. 58).

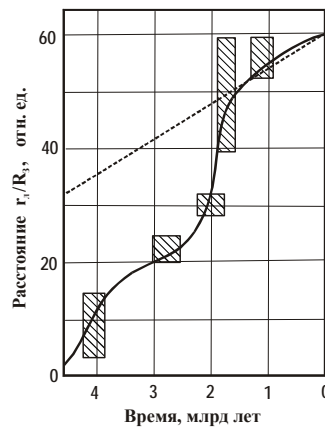


Рис. 58. Расстояние Луна–Земля по Ф. Биндеру (Binder, 1982): заштрихованные прямоугольники – оценки Биндера по данным об ископаемых строматолитах и древних структурах Луны; пунктир – экстраполяция современной скорости удаления Луны 3.82 ± 0.07 см/год по лазерным измерениям (Dickey et al., 1994)

Первое заметное уменьшение скорости удаления Луны от Земли произошло где-то в интервале 4–3 млрд. лет назад. Второй скачок скорости уже в сторону увеличения отмечается примерно 2.5 млрд. лет назад. Следующее изменение, опять в сторону уменьшения, имело место в промежутке между 2 и 1 млрд. лет назад. И, наконец, самое последнее скачкообразное замедление скорости удаления Луны от Земли по данным ряда авторов (Жарков, 2000) произошло в период 0.6–0.9 млрд. лет назад.

Следует, однако, заметить, что указанные выше резкие изменения скорости удаления Луны от Земли случайными признать нельзя. В пределах точности построения графика на рис. 58 все его основные перегибы совпадают по времени с пролетами Солнечной системы через облака звезд (глава 3). Эти пролеты, как мы установили ранее, происходили в моменты времени $t = 3.6, 2.6, 1.65$ и 1.1 млрд. лет назад, и четко фиксируются по «сбоям» в величине орбитального периода движения Солнца в Галактике (см. рис. 24) и эпохам усиления тектономагматической активности Земли (см. рис. 25).

Имеются веские основания утверждать (см. далее главу 7), что такие пролеты сопровождалась массовым выпадением на Землю и другие планеты, в том числе на Луну, тел астероидного пояса, что вполне могло стать причиной изменения параметров лунной орбиты.

Поэтому график рис. 58, построенный Ф. Биндером, на наш взгляд, отражает не скорость удаления Луны от Земли, а указывает на изменение момента вращения всей системы Земля–Луна, величина которого на протяжении последних 4.6 млрд. лет вряд ли оставалась постоянной.

По данным С. Ранкорна (1988) только в первый миллиард лет после своего образования Луна, по крайней мере, трижды подвергалась ударам крупных космических тел, что становилось причиной интенсивного излияния магм, и приводило к изменению ориентации ее магнитной оси.

Таким образом, существующий сегодня у системы Земля–Луна избыточный момент вращения $\Delta L = 1.9 \cdot 10^{41}$ г·см²/с, очень вероятно, был приобретен Землей и ее спутником уже после образования Луны.

В этом случае общая масса бомбардировавших нашу планету обломков Фаэтона могла оказаться даже ниже ~1% массы Земли, а их удары о Землю совсем не обязательно должны были носить скользящий характер.

6.3.5. Внутреннее строение и эволюция Луны

В соответствии с мегаимпактной гипотезой полагают (Латем и др., 1975), что Луна аккумулировалась на околоземной орбите из блоков земных пород как в целом холодное и слабо сцементированное тело, поверхность которого до глубин 300 км была расплавлена процессами аккреции.

Так что вся последующая геологическая история Луны была в основном связана с остыванием этого расплавленного слоя и дифференциацией его вещества. Процесс отвердевания поверхности Луны часто нарушался,

особенно в первый миллиард лет, падением на нее крупных космических тел, которые дробили и перемешивали твердеющий слой, вызывая явления локального магматизма и метаморфизма.

Изучение доставленных с Луны образцов пород в целом подтверждает такие представления. Вместе с тем химический анализ пород показывает, что состав лав Луны со временем закономерно менялся. Если в ранний период (4.6–3.9 млрд. лет) в основном выплавлялась анортозитовая кора, то ~3.6 млрд. лет назад на поверхность Луны начинают поступать богатые титаном ($\text{TiO}_2 > 8\%$) лавы – продукты плавления пород на глубинах около 100 км. А позднее (3.4–3.1 млрд. лет назад) изливавшиеся расплавы главным образом поднимаются с глубин 200–400 км и характеризуются низким содержанием Ti. На рубеже 2.6 млрд. лет происходит новый импульс базальтового магматизма с излиянием среднетитанистых лав. Полагают, что в это время наверх поступали расплавы с еще больших глубин, в меньшей степени затронутые дифференциацией (Хейс, Уолкер, 1975).

По сейсмическим данным (Рускол, 1991) поверхностный слой пород Луны сегодня полностью остыл и дифференцирован. Верхняя его часть сложена полевошпатовой корой мощностью ~50 км на полюсах, ~80 км – на обращенной к Земле стороне и ~150 км – на обратной стороне Луны.

Вещество коры, вероятно, меняется от анортозитового сверху до более габбрового внизу. Ниже 300 км залегают мантийные породы оливиново-пироксенового состава (80–85% оливина). С глубиной в них отмечается увеличение содержания Fe и железо-магниевого отношения. Рубеж 300 км отделяет некогда расплавленную внешнюю зону Луны от ее центральной холодной части. Ниже этой границы, по мнению Г. Латема и др. (1975), залегают породы исходного состава, слабо измененные дифференциацией.

Интервал 200–500 км характеризуется аномально низким электрическим сопротивлением $\sim 10^4$ Ом·м. Предполагается, что высокая электропроводность этих пород обусловлена повышенным содержанием в них железа (Юри, Макдональд, 1973). Заметим, что сходный интервал повышенной электропроводности имеется у Земли на глубинах 40–180 км.

Высокая вязкость ($\geq 10^{23}$ Па·с) и добротность ($Q > 3000$) пород внешних оболочек Луны свидетельствуют, что вещество ее литосферы находится при субсолидусных температурах. Первые признаки плавления пород, выражающиеся в сильном поглощении поперечных и ослаблении продольных сейсмических волн, а также в резком уменьшении вязкости и добротности пород, у Луны появляются с глубин ~800 км. По аналогии с Землей эта область получила название астеносферы.

Граница между литосферой и астеносферой, занимающая диапазон глубин 800–1000 км, у Луны сильно размыта и характеризуется большими градиентами физических характеристик. К этой границе приурочено большинство очагов приливных (глубокофокусных) лунотрясений, которые тяготеют к нескольким поясам сейсмичности сложного глубинного профиля.

Наличие таких поясов объясняют изначальной неоднородностью блоков вещества, аккумулировавшегося в Луну (Галкин, 1978).

Сейсмические данные допускают наличие у Луны жидкого металлического ядра радиусом 160–240 км. Однако этот вопрос окончательно не решен. Если такое ядро имеется, то оно, на наш взгляд, может состоять из расплава троилита, который вряд ли образует в Луне сплошную зону, а, скорее всего, заполняет в ее центре отдельные полости.

Отсутствие у Луны металлического ядра, как мы полагаем, предъявит более жесткие требования к первоначальному составу земной коры до гибели Фазтона и может даже стать аргументом в пользу более древнего времени образования всей Солнечной системы.

6.3.6. О древней и современной земной коре

Анализ условий образования Луны с позиций концепции КОСС позволяет глубже понять происхождение и свойства земной коры, а также особенности ее современного строения.

Расчеты по формулам (6.7) и (6.8) приводят к заключению, что до гибели Фазтона Земля была покрыта более мощным слоем анортозитовой коры, чем наблюдается сегодня. Принимая во внимание близкие размеры Земли и Венеры, средняя мощность земной коры первоначально, вероятно, достигала порядка 80 км, как у современной Венеры. Поэтому сорванный с Земли поверхностный слой вещества толщиной 245 ± 10 км на $\sim 1/3$ должен был состоять из пород земной коры и на $\sim 2/3$ из пород верхней мантии.

Последний вывод следует также из данных сейсмического зондирования Луны. Если допустить, что вещество, сформировавшееся в Луну, было изначально хорошо перемешано, то состав пород ее 300-километрового ранее расплавленного слоя должен соответствовать среднему составу пород (без летучих), оторванных от Земли. Поскольку после остывания и дифференциации поверхностный слой Луны до глубин ~ 100 км представлен веществом корового состава, что по объему составляет $\sim 1/3$ всех ранее полностью расплавленных пород, то в такой же пропорции, очевидно, должно было теряться земное вещество.

Вследствие взрыва Фазтона большая часть древней земной коры оказалась потерянной, а та, что осталась, расплавилась и смешалась с мантийным материалом. После остывания это вещество вновь испытало разделение на кору и мантийную часть. Однако из-за отсутствия $\sim 2/3$ первичного анортозитового материала современная земная кора уже не в состоянии «прикрыть» всю поверхность земного шара.

Возникший, вследствие гибели Фазтона, дефицит на Земле корового вещества, как мы полагаем, сегодня отчетливо проявляется в наличии у нашей планеты континентального и океанического полушарий, существова-

нии на ее поверхности системы литосферных плит, а также находит отражение в строении и характере эволюции тектоносферы Земли (Хаин, 2001).

Специальное рассмотрение показывает, что количеств астероидного (см. главу 7) и кометного (см. далее главу 8) материала, поступивших на Землю в последние 4.6 млрд. лет, не достаточно для восполнения первичного анортозитового вещества. Существующая сегодня у Земли континентальная кора, составляющая в среднем 50 км, по всей видимости, примерно на 30 км тоньше, чем была изначально, и содержит меньше железа и серы.

Представление о древней земной коре в какой-то мере дает сопоставление составов современной коры Земли и Луны (Рингвуд, 1982). Однако следует иметь в виду, что на Земле и на Луне мы имеем дело с продуктами дифференциации некогда расплавленных пород поверхности обоих небесных тел. Но если Луна до глубин ~800 км в настоящее время практически остыла. То у Земли ее поверхностный слой пород до сих пор мобилен и находится в состоянии конвективного перемешивания и продолжающейся дифференциации (Хаин, 2003).

В связи с затронутой проблемой образования и эволюции Земли, нельзя оставить без внимания участвовавшие в 1980-1990-ые годы попытки связать недостаточное количество вещества земной коры и раздвижение ее блоков в рифтовых зонах с увеличением размеров и массы нашей планеты (Ларин, 1980; Проблема, 1984; Милановский, Мальков, 1985; Кэри, 1991; Кропоткин, Ефремов, 1992; Эннеев, 1993; и др.).

Сторонники данной гипотезы допускают, что размеры Земли с момента ее образования многократно менялись, увеличившись к настоящему времени на десятки процентов, а то и в несколько раз. Приверженцев такой идеи не смущает, что приемлемого механизма изменения размеров Земли, не противоречащего известным законам физики, они не знают.

Расчеты по формулам (6.2) и (6.3) толщины утерянного нашей планетой слоя пород, как было показано ранее, дают одинаковый результат лишь в предположении, что Земля, Венера и Луна не меняли в последние 4.6 млрд. лет сколько-нибудь заметно свою нынешнюю массу, размер и среднюю плотность вещества. Изменение хотя бы одного из этих параметров для Земли требует одновременного изменения во столько же раз аналогичных параметров у Венеры и у Луны.

Объяснить синхронное и одинаковое «распухание» или «пульсации» размеров столь разных небесных тел, какими являются Земля, Венера и Луна, совершенно невозможно. Данное обстоятельство вскрывает, на наш взгляд, полную несостоятельность идеи, пытающейся объяснить меньшее количество на Земле анортозитовой коры, по сравнению с Луной и Венерой, а также наблюдаемое движение континентальных плит на нашей планете изменением ее физических размеров и массы.

Критика гипотезы «расширяющейся» Земли с иных позиций содержится и во многих других работах (см. Сорохтин, Ушаков, 1991).

6.4. Одновременный рост планет и звезды на стадии планетообразования

Известно, что при коллапсе газопылевого облака в звезду в зависимости от соотношения массы облака и его момента вращения могут возникать как одиночные и кратные звезды, так и звезды с планетной системой (Шкловский, 1984; Витязев и др., 1990).

Автором (Баренбаум, 1998) предложена простая феноменологическая модель, позволяющая найти условия образования у звезд планетных систем при самых общих предположениях относительно физического состояния звезды. Важной особенностью модели является одновременный учет роста масс центральной звезды и планет в процессе их формирования.

Модель применима как при превращении в звезду отдельного газопылевого облака, так и при поступлении к уже сформировавшейся звезде, например Солнцу, нового космического вещества. Модель также легко обобщается на случай образования у планет-гигантов системы спутников.

С привлечением данной модели получены формулы, позволяющие рассчитывать значения орбитального и осевого моментов вращения планет (и регулярных спутников планет-гигантов), а также удельного момента вращения Солнца как на первом, так и на втором этапах планетообразования.

6.4.1. Постановка задачи

Рассмотрим планету, формирующуюся из окружающего звезду протопланетного вещества. Пусть $\rho(R_0)$ – функция распределения плотности вещества в месте расположения планеты R_0 , проинтегрированная по времени аккумуляции планеты. Для определенности представим эту функцию в степенном виде: $\rho(R_0) = \rho(0)R_0^{-\eta}$, где η – рациональное число.

Допустим далее, что планета «вбирает» в себя все вещество из своей сферы влияния радиусом $\tilde{r} \ll R_0$. Тогда в результате аккумуляции общая масса образовавшейся планеты M составит

$$M = 2\pi \int_{R_0 - \tilde{r}}^{R_0 + \tilde{r}} \rho(R) \left[\tilde{r}^2 - (R - R_0)^2 \right] dR. \quad (6.14)$$

Так как вещество, из которого сформировалась планета, должно было двигаться вокруг звезды по кеплеровской орбите, то наряду с массой планета приобретает момент импульса L .

В случае упорядоченного движения вещества будем иметь

$$L = 2\pi \int_{R_0 - \tilde{r}}^{R_0 + \tilde{r}} \rho(R) \sqrt{\frac{M_0 G}{R}} \left[\tilde{r}^2 - (R - R_0)^2 \right] dR, \quad (6.15)$$

где M_0 – масса центральной звезды, G – гравитационная постоянная.

Если движение упорядочено не полностью, величина L окажется меньше. Причем в процессе формирования планета должна смещаться к звезде. В формулах (6.14) и (6.15) это обстоятельство в какой-то мере можно учесть формальным переходом к новым значениям R_0 и \tilde{r} .

Найдем решения (6.14) и (6.15) при условии $\partial\rho/\partial R = 0$ в окрестности $|R - R_0| \leq \tilde{r}$ точки R_0 , т.е. при $\eta = 0$ для всей области аккреции планеты.

Последнее требование соответствует случаю, когда формирующаяся планета вносит в распределение $\rho(R, t)$ сильное возмущение, при котором в сфере влияния планеты \tilde{r} поведение вещества слабо зависит от функции ρ за пределами этой области. Эта ситуация может иметь место, если «вычерпывание» планетой вещества из сферы своего влияния происходит быстрее, чем заполнение этой сферы веществом внешнего источника.

Интегрируя (6.14), находим

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho(R_0) \tilde{r}^3. \quad (6.16)$$

Решение (6.15) более громоздко. Разложив его в ряд по параметру $\tilde{r}/R_0 \ll 1$, для двух первых членов разложения имеем

$$L = \frac{4}{3} \pi \rho(R_0) \tilde{r}^3 \sqrt{GM_0 R_0} \left\{ 1 + \alpha \left(\frac{\tilde{r}}{R_0} \right)^2 + \dots \right\}, \quad (6.17)$$

где α – численный коэффициент.

Выражение перед фигурными скобками (6.17) есть орбитальный момент возникшей планеты

$$L_{\text{орб}} = \sqrt{R_0 GM_0} M. \quad (6.18)$$

Наличие в фигурных скобках формулы (6.17) множителя, отличного от единицы, свидетельствует о появлении у формирующейся планеты не скомпенсированного момента осевого вращения $L_{\text{ос}}$.

В соответствии с (6.17), между орбитальным и осевым моментами планеты имеет место соотношение

$$L_{\text{ос}} = \alpha \left(\frac{\tilde{r}}{R_0} \right)^2 L_{\text{орб}}. \quad (6.19)$$

Заметим, что формула (6.19) получается не только в случае $\eta = 0$, но и при произвольном значении этого показателя. При этом величина и знак коэффициента α зависят от выбора значения η .

Как следует из строгих теоретических расчетов (Giuli, 1968, Fernan-dez et al., 1976, Киладзе, 1986), последнее обстоятельство обусловлено тем, что осевой момент вращения формирующейся планеты оказывается весьма критичным к особенностям принятого механизма аккреции, и в зависимости от его деталей планета легко приобретает вращение как в прямом, так и в обратном направлениях.

Поэтому, чтобы не вносить в модель плохо обоснованных предположений, величину α определим на основании известных (Альвен, Аррениус, 1979; Горькавый, Фридман, 1994) значений орбитального и осевого моментов вращения реальных планет Солнечной системы.

Предварительно, однако, следует задаться выражением для величины \tilde{r} . Параметр \tilde{r} в нашей модели характеризует радиус сферы действия планеты, при котором ее гравитационное притяжение становится больше силы притяжения звезды.

При расчете величины радиуса \tilde{r} для планет Солнечной системы наиболее часто используется формула

$$\tilde{r} = R_0 \left(\frac{M}{M_0} \right)^{2/5}. \quad (6.20)$$

Потребуем, чтобы наша модель удовлетворяла наиболее общим предположениям относительно характера изменения во времени масс планет и функции распределения питающего их вещества. Поэтому допустим, что соотношение (6.19) выполняется для всех стадий формирования планет, включая и современную. Подставляя в формулу (6.19) в качестве величины \tilde{r} выражение (6.20), будем иметь

$$\alpha = \frac{L_{\text{ос}}}{L_{\text{орб}}} \left(\frac{M}{M_0} \right)^{-4/5}. \quad (6.21)$$

Таким образом, коэффициент α в разложении (6.17) может быть непосредственно установлен из данных наблюдений по массе, орбитальному и осевому моментам вращения планет и массе центральной звезды.

6.4.2. Осевой момент вращения планет

На рис. 59 приведены величины параметра α , рассчитанные для планет Солнечной системы по формуле (6.21).

Мы видим, что у большинства планет параметр α уменьшается с их удалением от Солнца, подчиняясь общей закономерности

$$\alpha = Z \cdot R_0^{-0.5}, \quad (6.22)$$

где константа $Z = 2.6 \cdot 10^9$ км.

Из структуры выражения (6.22), однако, следует, что по физическому смыслу величина α может быть лишь численным коэффициентом. Поэтому полученную функциональную зависимость от R_0 необходимо приписать не коэффициенту α , а иному параметру. В качестве такого параметра может выступать только величина \tilde{r} .

Следовательно, можем записать

$$\tilde{r} = Z^{0.25} \cdot R_0^{0.75} \cdot \left(\frac{M}{M_0} \right)^{0.4}. \quad (6.23)$$

Подставляя выражение (6.23) в формулу (6.19), будем иметь

$$L_{\text{ос}} = \left(\frac{Z}{R_0} \right)^{0.5} \left(\frac{M}{M_0} \right)^{0.8} L_{\text{орб}}. \quad (6.24)$$

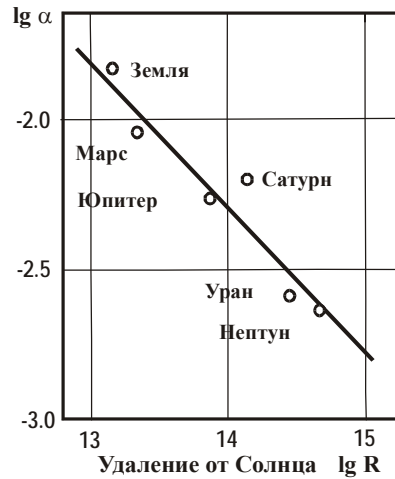


Рис. 59. Зависимость коэффициента α от гелиоцентрического расстояния планет

С учетом (6.18) для осевого момента вращения планеты получим

$$L_{oc} = \sqrt{ZGM_O^3} \left(\frac{M}{M_O} \right)^{1.8}. \quad (6.25)$$

Зависимость $L_{oc}(M)$ для планет Солнечной системы, рассчитанная по формуле (6.25), приведена на рис. 60.

На рис. 60 видно, что формула (6.25) хорошо выполняется в широком диапазоне масс планет. Не удовлетворяют ей лишь близкие к Солнцу планеты: Меркурий, Венера и, в какой-то мере, система Земля – Луна. Отклонение этих планет от общей закономерности, как считает Г. Макдональд (MacDonald, 1963), может указывать на то, что в постаккреционный период они испытали сильные внешние воздействия.

Попытки связать осевой момент (период) вращения с другими характеристиками планет предпринимались многократно. Полученные в разных работах решения этой задачи (табл. 20) могут быть представлены в виде

$$L_{oc} = C R_0^\alpha M^\beta r^\gamma, \quad (6.26)$$

где C – эмпирически определяемый коэффициент; R_0 – удаление от Солнца; M и r – масса и радиус планеты; α , β и γ – коэффициенты.

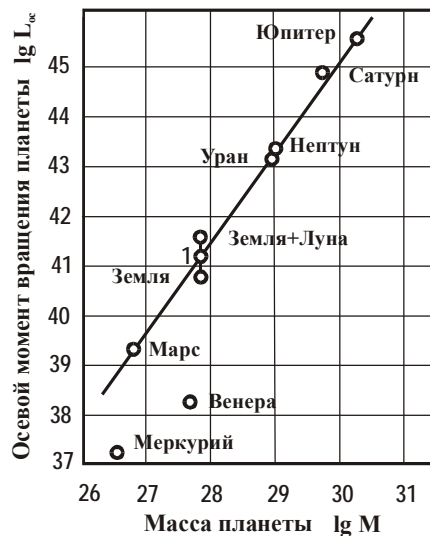


Рис. 60. Связь осевого момента вращения планет с их массой: 1 – Момент вращения Земли до образования Луны

Таблица 20. Осевой момент вращения планет

А В Т О Р	Значения коэффициентов		
	α	β	γ
Джеффрейс Х. (Jeffreys, 1929)	0	1	2
Рейн Н.Ф. (1934)	0.5	1	0
Альвен Х. (Alfven, 1943)	0.5	1.67	0
Хойл Ф. (Hoyle, 1946)	0.5	1.67	0
Шацман Е. (Schatsman, 1947)	0	1.5	0.5
Тер Хаар Д. (Ter Haar, 1950)	0	2	-1
Шмидт О.Ю. (1950)	-0.5	1.5	0
Гуревич Л.Э., Лебединский А.И. (1950)	0.5	1.8	0
Фесенков В.Г. (1951б)	0.5	1	0
Радзиевский В.В. (1952)	-1.5	1.67	0
Артемьев А.В. (1963)	0.5	1.67	0
Киладзе Р.И. (1965)	-0.5	2	0
Артемьев А.А., Радзиевский В.В. (1965)	0.5	1.8	0
Мак Кларг Р. (McClurg, 1967)	0	-0.33	3.17
Джули Р. (Giuli, 1968)	0	1.5	0.5
Митра В. (Mitra, 1970)	0	1.5	0.5
Литтлтон Р. (Lyttleton, 1972)	0.5	1.67	0
Харрис А. (Harris, 1977)	-0.75	1.75	-0.25
Хоредт Г. (Horedt, 1979)	0.5	1	0
Вильямс, Бхатачарья (Williams, Bhattacharjee, 1979)	0	1.87	0
Витязев А.В., Печерникова Г.В. (1981)	-0.75	1.25	1.25

Данные табл. 20 свидетельствуют, что лишь формула Вильямса и Бхатачарья отвечает модели (6.25), хотя и с большим показателем β .

6.4.3. Удельный момент вращения звезд

Согласно современным представлениям, результат эволюции газопылевого облака в звезду определяется не только массой облака, но и его удельным моментом вращения K . Если момент вращения мал, то рождается одиночная звезда, если велик, образуется кратная система звезд (двойная, тройная и т.д.). И только в промежуточном случае у формирующейся звезды возникает достаточно мощный газопылевой диск, в котором могут конденсироваться планеты.

Условие образования в звездном аккреционном диске планет найдем по формуле (6.25). Полагая в ней $M_0 = M$, после перехода к удельному моменту осевого вращения $K = L_{oc}/M$, будем иметь

$$K = \sqrt{ZGM}. \quad (6.27)$$

На рис. 61 показано распределение удельных моментов вращения для разных классов звезд по данным Р.Е. Флэка (Физика космоса, 1986) и там же воспроизведен ход зависимости (6.27).

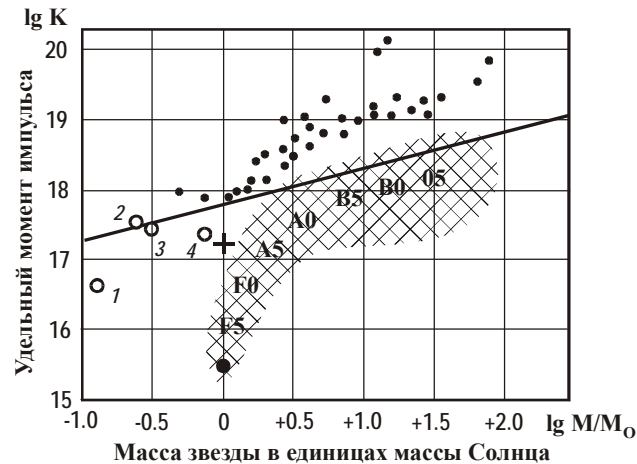


Рис. 61. Зависимость удельного момента вращения звезд от их массы по Р. Флэку: Заштрихована область одиночных звезд разных спектральных классов (O5–A5); точки – кратные звезды (двойные, тройные и т.д.); черный кружок – Солнце; крест – планетная система Солнца; светлые кружки – звезды с планетными системами: 1 – звезда Барнарда, 2 – BD+68°946, 3 – BD+43°4305, 4 – ε Eri; прямая линия – зависимость (6.27)

Условие (6.27) на этом рисунке фактически отделяет зону локализации кратных звездных систем от области одиночных звезд, являясь при этом верхней огибающей для систем с планетами.

Рис. 61 хорошо иллюстрирует тот известный факт, что в процессе эволюции обычные звезды постепенно теряют осевой момент вращения (Шкловский, 1984). В частности, у Солнца этот момент снизился по сравнению с первоначальным значением $K = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^2/\text{с}$ в 50 раз.

Заметим, что при значении $K = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^2/\text{с}$ линейная скорость на экваторе Солнца достигает величины 400 км/с, когда сила гравитационного притяжения звезды равна центробежной силе (Физика космоса, 1986).

Поэтому зависимость (6.27) есть не что иное, как условие ротационной устойчивости звезд на стадии образования.

6.4.4. Допланетный аккреционный диск звезд

Появление в модели параметра Z с размерностью длины означает, что нами изначально не учтен какой-то принципиально важный фактор, связанный с формированием около звезд планетных систем.

Таким фактором, как известно (Витязев и др., 1990), является возникновение у конденсирующейся звезды аккреционного газопылевого диска, с помощью которого она избавляется от избытка момента вращения. Если плотность вещества диска достаточно высока, то за время существования диска (10^6 – 10^7 лет) в нем могут успеть сформироваться планеты (Сталер, 1991). Сравнительно большое время жизни аккреционного диска у звезд обычно объясняют развитием в нем турбулентности, связанной с тепловой конвекцией вещества поперек диска.

Отсюда следует, что характерную длину Z в формулах (6.22)–(6.25) и (6.27) необходимо связать с параметрами аккреционного диска звезд. В первую очередь, с наибольшим размером его конвективных ячеек, совпадающим, по всей видимости, с эффективной толщиной диска на стадии формирования планет.

Поэтому на основании данных рис. 60 следует полагать, что в периоды активного образования планет в Солнечной системе вещество аккреционного диска Солнца, вероятно, было собрано в довольно тонкий слой $\sim 10^5$ км, сопоставимый с диаметром возникавших планет.

Подставляя выражение (6.23) в формулу (6.16), получаем

$$\rho(R_0) = \rho(0) \cdot \left(\frac{M}{M_0} \right)^{-0.2} \left(\frac{R_0}{Z} \right)^{-2.25}, \quad (6.28)$$

где $\rho(0) = \frac{3M_0}{4\pi Z^3}$. В частности, у Солнечной системы $\rho(0) = 2.7 \cdot 10^4$ г/см³.

Физический смысл формулы (6.28) вполне очевиден. Первый ее член характеризует интегральную плотность вещества диска, экстраполированную к центру системы на стадии планетообразования. Последний – определяет закон уменьшения этой плотности с удалением от звезды в единицах толщины диска. Средний член, зависящий от массы, учитывает степень деформации планетами распределения плотности. Он показывает, что на расстоянии R_0 от звезды, вследствие присутствия планеты, происходит локальное увеличение интегральной плотности вещества диска.

Согласно (6.29), с удалением от формирующейся звезды плотность вещества ее аккреционного диска убывает по степенному закону с показателем степени -2.25. Заметим, что аналогичную зависимость от R для центральной плоскости диска дает «стандартная» модель (Витязев и др., 1990), которая, однако, описывается более сложным выражением.

Таким образом, развиваемая феноменологическая модель позволяет сделать, по крайней мере, три важных вывода.

1. Образование планет в аккреционном диске звезд происходит одновременно с увеличением массы самой звезды.

2. Главной причиной, вызывающей турбулентность аккреционного диска звезд и его весьма длительного времени существования, требуемого для возникновения планет, является, по-видимому, ротационная неустойчивость звезды при формировании.

3. Толщина газопылевых дисков звезд на стадии планетообразования составляет $Z = 2.6 \cdot 10^9$ км и, по всей видимости, слабо зависит от массы самой звезды, т.е. от типа центрального объекта.

Воспользуемся теперь нашей моделью для изучения повторной стадии образования планет во внешней области Солнечной системы.

6.5. Вторичный аккреционный диск Солнца

Единый для всех планет характер зависимости $\alpha(R)$ на рис. 59 дает основания полагать, что процессы роста планет-гигантов, инициированные гибелью Фазтона, мало чем отличались от процессов формирования тех же планет на первом этапе планетообразования. Нет никаких сомнений в том, что и второй цикл планетообразования в Солнечной системе, как и первый, проходил через стадию формирования у Солнца газопылевого аккреционного диска эффективной толщиной Z .

Вместе с тем в условиях первого и второго циклов планетообразования имелись явные различия. Эти различия хорошо проявляются на рис. 62 в двойной логарифмической системе координат $\{L_{\text{орб}}, M/M_{\odot}\}$.

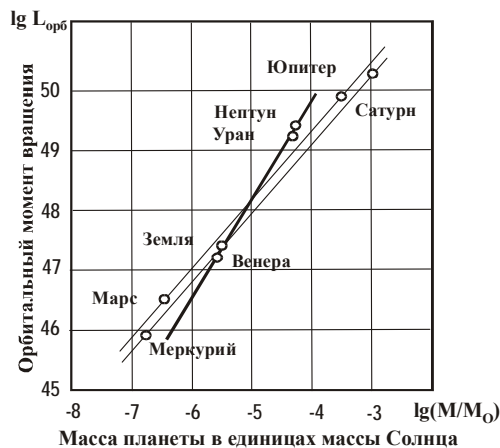


Рис. 62. Положение планет в системе координат $\{L_{\text{орб}}, M/M_{\odot}\}$

Планеты группы I: Венера, Земля, Уран и Нептун, которые, согласно данным табл. 16, не меняли массу или изменили ее сравнительно слабо, образуют свой тренд, резко отличающийся от тренда планет группы II, к которой отнесены Меркурий, Марс, Юпитер и Сатурн.

Наиболее важные различия между первичным и вторичным аккреционными дисками Солнца были связаны с размерами дисков и характером распределения в них вещества.

Если в первичном диске распределение вещества было степенным, и он охватывал всю область локализации планет, то вторичный газопылевой диск формировался с внешней стороны астероидного кольца, и с удалением от Солнца плотность вещества в нем резко уменьшалась.

Что касается внутренней области Солнечной системы, то здесь вторичный диск характеризовался «отрицательными», если можно так выразиться, значениями интегральной плотности, что приводило не к увеличению, а к уменьшению масс существовавших планет.

6.5.1. Параметры вторичного диска Солнца

Изменения масс Юпитера, Сатурна и Урана на второй стадии образования (см. рис. 57 и табл. 16) указывают на то, что интегральная плотность вещества в повторном диске Солнца с достаточной точностью может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией

$$\rho(R) = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{1}{L} (R - R_\alpha) \right\}, \quad (6.29)$$

где константа $L = 3.4 \cdot 10^{13}$ см, а величина интегральной плотности вещества ρ_0 определена как

$$\rho_0 = \begin{cases} 0 & \text{при } R \leq R_\alpha = 4 \cdot 10^{13} \text{ см} \\ 3.6 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3 & \text{при } R > R_\alpha. \end{cases} \quad (6.30)$$

Формулы (6.29) и (6.30) с некоторой условностью отражают наш вывод, что вторичный диск Солнца располагался с внешней стороны астероидного кольца, а во внутренней области Солнечной системы диска не было. Такое распределение вещества в диске нами связывается с накоплением в этой области пространства огромных количеств газа и пыли, которые поступали сюда из астероидного кольца в результате столкновений галактических комет с обломками Фэтона.

Предполагается также, что в эпоху активной фрагментации Фэтона, как и в наши дни (глава 5), астероидный пояс служил преградой, препятствовавшей поступлению диффундировавших к Солнцу пылевых частиц в центральную область Солнечной системы. Поэтому в качестве внутренней границы диска в формуле (6.29) принято значение центрального радиуса со-

временного кольца астероидов R_α .

С учетом формулы (6.29) общая масса вещества вторичного диска Солнца может быть оценена как

$$M_d = 2\pi Z \int_{R_\alpha}^{\infty} \rho(R) R \, dR = 2\pi \rho_0 Z L (R_\alpha + L). \quad (6.31)$$

Подставляя в (6.31) известные значения констант, находим массу вторичного диска Солнца $M_d = 1.44 \cdot 10^{33}$ г, что составляет $0.71 M_\odot$.

Данная оценка подтверждает полученный ранее вывод, что после гибели Фэтона на его обломках должно было рассеяться огромное количество галактических комет, соизмеримое с массой Солнца.

Заметим, однако, что никакая звезда не в состоянии удержать около себя диск вещества, соизмеримый с ней по массе. Поэтому вторичный диск Солнца мог быть лишь кратковременным образованием. Однако периодические попадания Солнечной системы в потоки галактических комет должны были постоянно питать его новым материалом.

Так как Солнце вышло из ветви Ориона-Лебедя всего лишь ~600 тыс. лет назад, существующие сегодня в межпланетном пространстве пыль и короткопериодические кометы, тяготеющие к плоскости эклиптики и концентрирующиеся с внешней стороны астероидного пояса, с полным правом могут считаться атрибутами вторичного диска Солнца.

Поскольку время жизни пылевых частиц и комет Солнечной системы 10^6 – 10^7 лет, вторичный диск следует рассматривать как крайне нестационарное, перманентное явление, возникающее всякий раз в периоды нахождения Солнца в струйных потоках галактических комет.

Важно заметить, что сразу после начала фрагментации Фэтона, когда масса его обломков в кольце была в тысячи раз больше, чем сейчас, соответственно большей была и масса вещества вторичного диска. Однако со временем астероидный пояс терял свои тела, и плотность газа и пыли во вторичном диске Солнца снижалась.

6.5.2. Средняя масса планет-гигантов

Для некоторых приложений модели, в частности, определения интегральной плотности вещества во вторичном диске Солнца требуется располагать сведениями не только о начальной и конечной массе планет, но и иметь оценку средней массы растущей планеты, усредненную по времени всей второй стадии планетообразования.

С целью получения этой оценки введем понятие скорости роста планеты $V_m = dM/dt$, определив ее как производную массы планеты по времени. Полагая, что параметры в формуле (6.16) в общем случае являются функциями времени, после дифференцирования по t имеем

$$V_m = \frac{4}{3} \pi \rho(R_0, t) \tilde{r}^3 + 4\pi \tilde{\rho}(R_0) \tilde{r}^2 \frac{d\tilde{r}}{dt}. \quad (6.32)$$

Первый член в (6.32) определяет рост планеты за счет набора ею вещества диска, а второй – учитывает увеличение радиуса захвата этого вещества планетой. Поскольку в нашем случае второй член влияет на скорость роста планеты много меньше, чем первый, его влиянием на величину V_m можно пренебречь. Еще более упрощая задачу, предположим, что в процессе образования планет масса Солнца растет столь медленно, что их смещение к Солнцу также можно не учитывать.

Тогда в предположении постоянства толщины диска Z величину приобретенной планетой за некоторый интервал времени (t_1, t_2) массы можем найти интегрированием формулы (6.32) по времени. С учетом зависимости радиуса \tilde{r} от массы планеты (6.23) будем иметь

$$\int_{M_1}^{M_2} M^{-1.2} dM = \frac{4\pi Z^3}{3M_0^{1.2}} \left(\frac{R_0}{Z} \right)^{2.25} \int_{t_1}^{t_2} \rho(R_0, t) dt \quad (6.33)$$

Левая часть формулы (6.33) учитывает изменение массы планеты в процессе роста. Величина интеграла по t в правой части формулы по существу представляет собой простейшую форму записи введенного ранее понятия интегральной плотности вещества диска $\rho(R_0)$.

На основании (6.33) интегральную плотность вещества в аккреционном диске Солнца можно представить как

$$\rho(R_0) = \frac{3\Delta M}{4\pi Z^3} \left(\frac{\tilde{M}}{M_0} \right)^{-1.2} \left(\frac{R_0}{Z} \right)^{-2.25}, \quad (6.34)$$

где $\Delta M = M_2 - M_1$, $M_1 \leq \tilde{M} \leq M_2$ и

$$\tilde{M} = M_2 \left[\frac{0.2 \cdot (1 - M_1/M_2)}{(M_1/M_2)^{-0.2} - 1} \right]^{1/1.2}. \quad (6.35)$$

Формулу (6.34) удобно также записать в виде

$$\rho(R_0) = \frac{3M_0}{4\pi Z^3} \frac{\Delta M}{\tilde{M}} \left(\frac{\tilde{M}}{M_0} \right)^{-0.2} \left(\frac{R_0}{Z} \right)^{-2.25}. \quad (6.36)$$

Выражения (6.36) и (6.28) определяют интегральную плотность вещества аккреционного диска Солнца на расстояниях от центра, соответствующих удалению планет. Формулы для межпланетных промежутков отличаются от этих выражений отсутствием множителя, зависящего от соотноше-

ния эффективных масс планеты и Солнца.

В случае $M_1 \ll M_2$ формулы (6.34) и (6.36) переходят в (6.28). Поэтому эти выражения применимы как к первой, так и ко второй стадиям планетообразования. Специфика разных стадий учитывается соответствующим заданием пределов интегрирования в формуле (6.33).

В табл. 21 приведены рассчитанные по формуле (6.35) средние массы планет-гигантов на втором этапе образования. Для удобства анализа этих данных там же указаны начальные и конечные массы планет (см. табл. 16). В последней строчке приведено значение коэффициента β , характеризующего величину эффективной (средней) массы планет на втором этапе образования в единицах их современной массы.

Таблица 21. Средние массы планет-гигантов на втором этапе планетообразования

Характеристика планет	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
M_1 , г	$2.44 \cdot 10^{28}$	$4.01 \cdot 10^{28}$	$7.07 \cdot 10^{28}$	$1.03 \cdot 10^{29}$
M_2 , г	$1.90 \cdot 10^{30}$	$5.68 \cdot 10^{29}$	$8.72 \cdot 10^{28}$	$1.03 \cdot 10^{29}$
$\Delta M = M_2 - M_1$, г	$1.87 \cdot 10^{30}$	$5.28 \cdot 10^{29}$	$1.65 \cdot 10^{28}$	0
M_2/M_1	77.87	14.16	1.23	1.00
$\tilde{M} = \beta M_2$	$3.74 \cdot 10^{29}$	$1.75 \cdot 10^{29}$	$7.86 \cdot 10^{28}$	$1.03 \cdot 10^{29}$
β	0.197	0.308	0.9	1

Мы видим, что при сильном различии величин начальной и конечной масс Юпитера, Сатурна и Урана значения их средних масс отличаются слабее и по величине примерно такие же, как у Нептуна, который очень слабо изменился на втором этапе планетообразования.

6.5.3. Перераспределение вращательного момента

Захват Солнцем больших масс нового космического вещества, которое формировало вторичный диск, где возникали планеты-гиганты, не могло не изменить момента вращения всей Солнечной системы. Поэтому наблюдаемое сегодня в Солнечной системе распределение момента вращения, когда на долю планет (в основном, Юпитера и Сатурна) приходится 98% всего момента и только 2% принадлежит Солнцу, следует исключительно связать со вторым этапом планетообразования.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Сопоставив массу Юпитера, Сатурна и Урана с массой вторичного диска Солнца (6.31), в соответствии с данными табл. 16 можем заключить, что на образование оболочек этих планет должно было пойти ~0.17% вещества диска.

Если бы при этом все вещество диска вращалось вокруг Солнца в прямом направлении и строго в плоскости эклиптики, то связанный с диском момент импульса составил бы величину

$$L_d = 2\pi Z \int_{R_a}^{\infty} \sqrt{M_o G} \rho(R) R^{3/2} dR = 1.8 \cdot 10^{53} \text{ г} \cdot \text{см}^2 / \text{с} \quad (6.37)$$

Принимая во внимание приобретенную Юпитером, Сатурном и Ураном после гибели Фазтона массу вещества, находим, что вместе с новым веществом эти планеты должны были унаследовать $1.7 \cdot 10^{-3}$ часть момента вращения диска, которая достигает $3.07 \cdot 10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^2 / \text{с}$.

Последнее значение вполне согласуется с суммарной величиной момента вращения всех трех планет, равного $2.63 \cdot 10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^2 / \text{с}$ (Аллен, 1977). Близость расчетного и фактического моментов вращения планет случайным признать никак нельзя. С позиций нашей модели она означает, что газовые оболочки планет-гигантов должны были формироваться из вещества с хорошо упорядоченным движением вокруг Солнца.

Однако столь большой момент вторичного диска, как (6.37), только за счет одних галактических комет в Солнечную систему привнесен быть не может. Рассеивавшиеся на обломках Фазтона кометы струйных потоков в среднем характеризовались нулевым моментом импульса относительно Солнца. Поэтому формировавшийся из их вещества диск в целом должен был обладать низким собственным моментом вращения. Грубо говоря, половина вещества диска должна была вращаться вокруг Солнца в одну сторону, а вторая половина – в другую.

Очевидно, что, что поставить требуемый момент вращения во вторичный диск могло только Солнце. При этом оно должно было отдавать собственный момент, заставляя вещество диска двигаться в нужную сторону.

Физический механизм такой передачи момента хорошо известен – это увлечение частиц космической плазмы магнитным полем вращающейся центральной звезды (Alfven, 1942; Hoyle, 1960; Альвен, Арениус, 1979; Шкловский, 1984; и др.). Однако, если весь момент вторичного диска (точнее $0.5 L_d$) приписать только Солнцу, то угловая скорость вращения самого Солнца до образования диска превысила бы все допустимые пределы.

Логичный выход из положения состоит в следующем. Наряду с перманентным существованием вторичного диска следует допустить, что этот диск в основном состоял из ионизированного газопылевого вещества, которое находилось в состоянии частичной или полной коротации, т.е. почти полностью увлекалось магнитным полем вращающегося Солнца.

В результате газопылевые частицы диска после рекомбинации приобретали упорядоченное движение вокруг Солнца в прямом направлении. Большая часть их затем падала к центру, отдавая свой момент импульса Солнцу. Поэтому затраты Солнцем момента на сообщение диску вращения

в нужную сторону частично восполнялись за счет момента того вещества, которое выпадало из диска на Солнце.

Данный механизм передачи момента Солнца диску и, наоборот, мог быть эффективен только при выполнении двух условий: 1) преимущественно газопылевом составе вторичного диска, допускавшем возможность ионизации его вещества, и 2) падении подавляющей части вещества диска к центру, приводившему к увеличению массы Солнца.

Первое из этих требований хорошо подтверждается составом оболочек планет-гигантов (табл. 17). Второй вывод обоснуем ниже.

6.5.4. Масса Солнца до и после гибели Фэтона

Поскольку на образование планет-гигантов и их спутников пошла лишь ничтожная часть массы вторичного диска, остальное вещество диска, надо полагать, главным образом падало на Солнце, отдавая ему не только свой момент вращения, но и массу. Поэтому на втором этапе планетообразования наряду с ростом планет возрастала и масса самого Солнца. Ввиду большой массы вещества вторичного диска (6.31), увеличение массы Солнца должно было оказаться весьма значительным.

Рассчитаем приращение массы Солнца двумя разными способами.

Первый способ основан на анализе положения планет в системе координат рис. 62.

Ранее отмечалось, что планеты группы I (Венера, Земля, Уран и Нептун), не менявшие или незначительно изменившие свою массу, на рис. 62 достаточно хорошо ложатся на одну прямую линию. Обратим теперь внимание на то, что в отличие от них планеты группы II (Меркурий, Марс, Юпитер и Сатурн) не имеют общего тренда.

Данное обстоятельство можно объяснить одновременной аккумуляцией этой группы планет в условиях роста массы Солнца на втором этапе планетообразования. Если допустить, что Меркурий и Юпитер начали формироваться еще до того, как масса Солнца сильно изменилась, а Марс и Сатурн позднее, когда масса Солнца приблизилась к современной величине, то между эпохами формирования первой и второй пар планет масса Солнца вполне могла увеличиться в 1.5 ± 0.1 раза.

Отсюда в качестве нижней оценки массы Солнца после первой стадии образования примем величину $M'_O \approx 0.67 M_O$, составляющую 67% его современного значения.

Второй способ. Согласно закону сохранения момента импульса, произведение массы Солнца на радиус планетной орбиты $M_O R_0$ не должно зависеть от изменения массы Солнца. Поэтому плотность вещества вторичного диска (6.36) и его масса (6.31) в предположении постоянства толщины диска Z должны зависеть от массы Солнца как

$$M_d(M_O) \propto M_O^{3.45} \quad (6.38)$$

В предыдущих расчетах масса Солнца принималась неизменной и равной ее современному значению $M_O = 1.99 \cdot 10^{33}$ г. Поэтому величины M_d и L_d вторичного диска Солнца получились несколько завышенными. Сейчас уточним эти оценки.

Полагая для определенности, что все вещество вторичного диска расходовалось на увеличение массы Солнца, будем иметь

$$M'_O + M_d(M'_O) = M_O \quad (6.39)$$

Решая данное уравнение с учетом зависимости (6.28), находим

$$M'_O = 0.7 M_O \quad \text{и} \quad M_d = 0.3 M_O. \quad (6.40)$$

Полученные оценки M'_O и M_d вполне согласуются с массой Солнца до гибели Фазтона, найденной первым способом, а также с массой вторичного диска, рассчитанной по формуле (6.31) с учетом более низкой массы Солнца M'_O после первого этапа образования.

Таким образом, оба способа расчета приводят к заключению, что после гибели Фазтона в результате приобретения нового газопылевого вещества Солнце смогло увеличить свою массу примерно на половину.

В связи с полученным выводом, а также заключением о постоянной «подпитке» Солнца новым космическим веществом, нельзя оставить без внимания и не упомянуть проблему солнечных нейтрино.

Известно, что светимость Солнца и поток солнечных нейтрино, регистрируемых хлорным детектором, определяются протон-протонной реакцией в центре Солнца. Однако по данным экспериментов Р. Дэвиса (Davis et al., 1968) поток нейтрино от Солнца ниже, чем следует из теоретических моделей, по крайней мере, в 2–3 раза (Бакал, 1993).

Такое расхождение носит фундаментальный характер и, по мнению Дж. Бакала, не может быть вызвано погрешностями, как расчета, так и эксперимента.

Несоответствие «стандартной» модели Солнца экспериментальным измерениям сегодня объясняют преобразованиями одного вида нейтрино в другой (Михеев, Смирнов, 1987), меньшим возрастом Солнца, сильным перемешиванием солнечного вещества, либо более высоким обилием тяжелых элементов на поверхности Солнца по сравнению с его ядром (Шкловский, 1984; Бакал, 1993).

Три последние причины до сих пор считались в высшей степени нереальными (Гибсон, 1977). Двух стадийное формирование Солнца и постоянное поступление к нему нового галактического вещества не позволяют, на наш взгляд, сбрасывать со счета и эти гипотезы.

6.6. Образование спутников планет-гигантов

Системы регулярных спутников Юпитера, Сатурна и Урана обнаруживают явное сходство с Солнечной системой. Это, прежде всего, общая у всех спутников орбитальная плоскость, совпадающая с плоскостью экватора планеты; прямое движение вокруг планеты по почти круговым орбитам; и удаленность спутников от центра по закону геометрической прогрессии, аналогу правила Тициуса-Боде для планет.

Обсудим теперь более детально подобие семейств регулярных спутников планет-гигантов и планетной системы Солнца, включив в рассмотрение также вопросы образования этих систем.

6.6.1. Подобие систем спутников и Солнечной системы

В соответствии с изложенной моделью при образовании у звезды планетной системы между орбитальным ($L_{\text{орб}}$) и осевым ($L_{\text{ос}}$) моментами планет и осевым моментом центральной звезды ($L_{\text{Оос}}$) устанавливаются определенные количественные соотношения.

Полагая, что основная часть момента вращения аккреционного диска передается звезде, на основании формул (6.25) и (6.27) запишем

$$L_{\text{ос}} = \left(\frac{m}{M_{\text{O}}} \right)^{1.8} L_{\text{Оос}}; \quad (6.41)$$

$$L_{\text{орб}} = \left(\frac{R_{\text{o}}}{Z} \right)^{0.5} \left(\frac{m}{M_{\text{O}}} \right) L_{\text{Оос}}. \quad (6.42)$$

С учетом выражений (6.19) и (6.22) эти формулы удобно представить в безразмерном виде

$$\frac{L_{\text{ос}}}{L_{\text{Оос}}} = \left(\frac{\tilde{r}}{R_{\text{o}}} \right) \frac{m}{M_{\text{O}}}; \quad (6.43)$$

$$\frac{L_{\text{орб}}}{L_{\text{Оос}}} = \frac{1}{\alpha} \frac{m}{M_{\text{O}}}. \quad (6.44)$$

Формулы (6.41) – (6.44) связывают осевое и орбитальное вращение периферийных и центрального тела системы с их массами.

Эти формулы справедливы при выполнении трех условий: 1) планета и звезда формируются одновременно из вещества аккреционного диска, 2) весь момент вращения диска (за вычетом малой доли $1 - \alpha$) передается центральной звезде и 3) после расформирования диска моменты вращения планеты и звезды не претерпевают существенных изменений.

Два первых требования для планет Солнечной системы хорошо выполняются, а вот третье – нет. В результате приливного взаимодействия планеты со временем теряют момент импульса. Причем в первую очередь это относится к осевому вращению тел, близких к центру системы.

Сходные явления наблюдаются также в системах спутников планет-гигантов. Регулярные спутники этих планет, как известно, вращаются так, что постоянно повернуты к планете одной своей стороной.

Учитывая, что орбитальное движение спутников менее подвержено приливному замедлению, чем их осевое вращение, в качестве критерия подобия спутниковых и планетной систем рассмотрим соотношение (6.44), связывающее орбитальный момент периферийных тел системы с осевым моментом вращения центрального объекта.

На рис. 63 приведено распределение планет Солнечной системы и регулярных спутников Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна на плоскости $\{L_{\text{орб}}/L_{\text{ос}}, m/M_{\text{О}}\}$ в двойной логарифмической системе координат.

Значения масс и моментов вращения спутников планет-гигантов заимствованы из табл. 23 (Астрономия, 2007).

Таблица 23. Некоторые сведения о регулярных спутниках планет-гигантов

№	Название спутника	$m \cdot 10^{26}$, г	D, км	ρ , г/см ³	$R \cdot 10^3$, км	$T_{\text{орб}}$, сутки	i , °	ε	$T_{\text{ос}}$
Юпитер									
1	Ио	893	3643	3.53	422	1.769	0.04	0.0041	S
2	Европа	480	3122	3.04	671	3.551	0.47	0.0094	S
3	Ганимед	1482	5262	1.94	1070	7.155	0.17	0.0011	S
4	Каллисто	1076	4821	1.83	1883	16.69	0.19	0.0074	S
Сатурн									
1	Мимас	0.38	397	1.2	185.6	0.942	1.57	0.0206	S
2	Энцелад	1.04	500	1.6	238.1	1.370	0.01	0.0001	S
3	Тетия	6.18	1060	1.0	294.7	1.888	0.17	0.0001	S
4	Диона	11.0	36×30	1.5	377.4	2.737	0.00	0.0002	S
5	Рея	23.2	1530	1.2	527.1	4.518	0.33	0.0009	S
6	Титан	1346.5	5150	1.9	1121.9	15.95	1.63	0.0288	S?
7	Гиперион	0.11	360×226	1.1	1464.1	21.28	0.57	0.0175	C
8	Япет	19.5	1440	1.3	3560.8	79.33	7.57	0.0284	S
Уран									
1	Миранда	0.66	472	1.2	129.9	1.413	4.34	0.0013	S
2	Ариэль	13.5	1158	1.7	190.9	2.520	0.04	0.0012	S
3	Умбриэль	11.7	1170	1.4	266.0	4.144	0.13	0.0039	S
4	Титания	35.2	1578	1.7	436.3	8.706	0.08	0.0011	S
5	Оберон	30.1	1573	1.6	583.5	13.46	0.07	0.0014	S
Нептун									
1	Тритон	214	2707	2.1	354.8	-5.877	156.8	0.0000	S
2	Нереида	0.3	340	1.0	5513.4	360.14	7.2	0.7512	S

Обозначения: m – масса спутника, D – его диаметр, ρ – плотность вещества, R – большая полуось орбиты, $T_{\text{орб}}$ – орбитальный период, i – наклонение орбиты к плоскости Лапласа (эпоха 1999.0), ε – эксцентриситет орбиты, $T_{\text{ос}}$ – период осевого вращения: S – синхронность суточного и орбитального периодов, C – хаотический характер вращения.

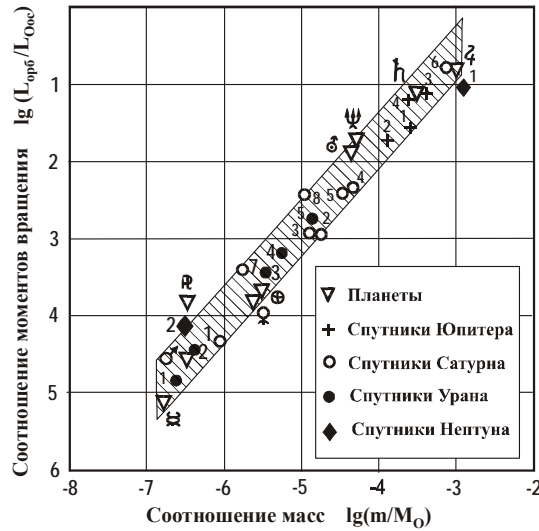


Рис. 63. Положение планет и регулярных спутников Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна на координатной плоскости $\{L_{\text{orb}}/L_{\text{Ooc}}, m/M_{\text{O}}\}$: цифры – номера регулярных спутников в порядке увеличения их расстояния от планеты (обозначения спутников см. табл. 23); область локализации всех планетарных систем заштрихована

При построении графиков рис. 63 принято во внимание, что в процессе формирования спутников также росли масса и момент импульса центральной планеты. Поэтому в качестве «средней» массы на стадии образования спутников взята масса планет \tilde{M}_{O} из табл. 21.

Аналогично для планет Солнечной системы учтено, что к настоящему времени Солнце сохранило лишь 2% начального момента импульса (см. рис. 61). Поэтому в качестве осевого момента Солнца использовано значение $L_{\text{Ooc}} = 1.2 \cdot 10^{51} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$, отвечающее условию (6.27) ротационной устойчивости звезд на стадии планетообразования.

Мы видим, что в системе координат $\{L_{\text{orb}}/L_{\text{Ooc}}, m/M_{\text{O}}\}$ картина распределения планет и спутников практически одинакова. Регулярные спутники планет-гигантов, а также – после коррекции момента импульса Солнца – и планеты Солнечной системы, располагаются в пределах одной узкой зоны.

Таким образом, на основании рис. 63 можно полагать, что формирование регулярных спутников планет-гигантов и планет Солнечной системы, несмотря на все различия этих систем, шло под действием одного физического механизма. Этот механизм, вероятно, был связан с появлением у центрального тела аккреционного диска, из вещества которого формировался сам объект и семейство его спутников.

Конфигурация заштрихованной зоны на рис. 63 дает основания полагать, что аккреционные диски Солнца и планет отвечали ограниченной области параметров системы. Толщина дисков составляла $Z = 2.6 \cdot 10^4$ км, а их радиус зависел от текущей массы центрального тела.

В соответствии с данными рис. 63 область параметров диска соответствует отношению масс периферийных и центрального тел системы $M/M_0 = 10^{-7} - 10^{-3}$ и пятикратному изменению отношения их моментов вращения. Этим требованиям удовлетворяют почти все планеты Солнечной системы и все регулярные спутники планет-гигантов. Исключение составляют, разве что, планета Плутон и оба спутника Нептуна. Однако и для них выход за пределы общего поля весьма мал.

6.6.2. Аккреционные диски планет-гигантов

Подобно тому, как распределение масс планет Солнечной системы позволяет судить об интегральной плотности вещества первичного и вторичного дисков Солнца, так и массы крупных спутников Юпитера, Сатурна и Урана несут информацию об аккреционных дисках этих планет (рис. 64).

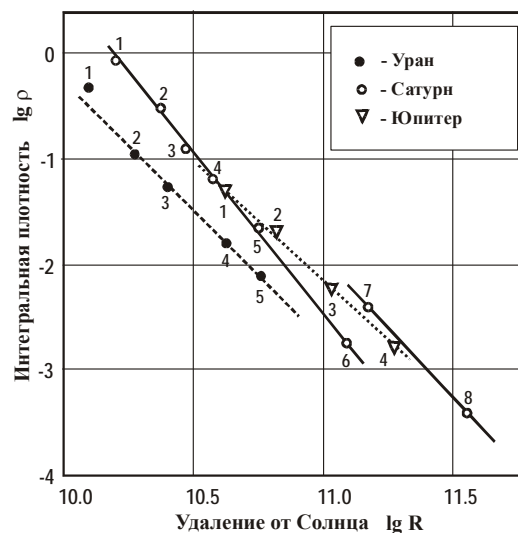


Рис. 64. Интегральная плотность вещества в аккреционном диске Юпитера, Сатурна и Урана: числа – порядковые номера регулярных спутников планет

На рис. 64 приведены распределения интегральной плотности вещества в дисках Юпитера, Сатурна и Урана, рассчитанные по массам регулярных спутников этих планет. Расчеты выполнены по формуле (6.35), записанной в виде:

$$\rho(R_i) = \frac{3\Delta M}{4\pi Z^3} \left(\frac{m_i}{\tilde{M}} \right)^{-1.2} \left(\frac{R_i}{Z} \right)^{-2.25}, \quad (6.45)$$

где m_i и R_i – современная масса и удаление i -спутника от планеты (табл. 23); ΔM и \tilde{M} – изменение массы и эффективная масса планеты на втором этапе образования, $Z = 2.6 \cdot 10^4$ км.

По данным рис. 64 следует, что интегральная плотность вещества в аккреционных дисках всех планет-гигантов в первом приближении описывается степенной зависимостью

$$\rho(R_i) \propto R_i^{-\lambda}, \quad (6.46)$$

где λ – константа, R_i – современное удаление спутника от планеты.

Формуле (6.46) удовлетворяют четыре галилеевых спутника Юпитера, шесть из восьми наиболее крупных спутников Сатурна, исключая далекие Гиперион (7) и Япет (8), и все массивные спутники Урана кроме сравнительно малой и близкой Миранды (1).

Наличие общей для планет закономерности (6.46) дает основания полагать, что аккумуляция их регулярных спутников происходила если и не вполне одновременно, то, во всяком случае, в пределах одного аккреционного диска, которым окружала себя каждая из планет.

Поэтому между массой отдельных спутников и их расстоянием до планеты устанавливается достаточно тесная корреляционная связь.

На основании формул (6.45) и (6.46) этой связи можно придать вид

$$\lg M_i = B + 5(\lambda - 2.25) \lg R_i, \quad (6.47)$$

где B – константа.

Следует, однако, заметить, что, несмотря на явную аналогию с формулой (6.28), выражение (6.45) не позволяет по массам спутников судить об интегральной плотности вещества в дисках планет-гигантов, как это было сделано ранее для вторичного диска Солнца.

Данная задача сильно осложняется тем, что нам не известны ни расстояния спутников до планет на момент образования, ни даже общее число спутников, возникших у каждой из планет.

Поэтому прежде, чем анализировать распределения спутников на графиках рис. 64, обсудим вопрос, каким образом вообще образуются у планет-гигантов их спутники.

6.6.3. Крупные и мелкие спутники планет-гигантов

Известно, что наряду с регулярными крупными спутниками диаметром в тысячи километров вокруг планет-гигантов сегодня вращается много мелких тел размером в десятки-сотни километров и менее.

Свойства этих тел, такие, например, как их несферическая форма, нередко обратное движение вокруг планеты, большой эксцентриситет орбит, да и сами орбиты, не обязательно лежащие в экваториальной плоскости планеты, свидетельствуют, что мелкие спутники в своем большинстве являются астероидными телами, тем или иным способом захваченными притяжением планет (Крукшенк и др., 1985).

Теоретический анализ показывает (Голдрайх, 1975), что после захвата астероида планетой она стремится переместить его в плоскость своего вращения и придать орбите спутника круговую форму.

Поэтому сам факт существования у планет-гигантов мелких спутников говорит о том, что эти спутники могли быть захвачены планетами сравнительно недавно, и пока еще не успели перейти в экваториальную плоскость захватившей их планеты и обрести круговую орбиту.

В главе 5 показано, что всякий раз при попадании Солнца в потоки галактических комет из астероидного пояса в межпланетное пространство выбрасывается множество вторичных кометоастероидных тел, которые, будучи захвачены гравитационным притяжением больших планет, могут образовывать вокруг них кометные семейства.

Учитывая, что данный процесс должен происходить все последние 4.6 млрд. лет, эти тела могли быть захвачены внешними планетами как сразу после гибели Фэтона, когда астероидный пояс был окружен плотным аккреционным диском Солнца, так и позднее, когда плотность вещества в этом диске резко упала. Поэтому главные различия между регулярными и мелкими спутниками можно связать лишь с разным временем их появления у планет.

Крупные (регулярные) спутники – это весьма старые объекты, которые могли возникнуть сразу же после взрыва Фэтона, когда за внешним краем кольца астероидов существовал мощный вторичный диск Солнца.

В отличие от них мелкие спутники – это тела меньшего возраста, захваченные позднее. К моменту их захвата плотность вещества в околосолнечном диске, видимо, снизилась настолько, что эти спутники так и не смогли обрести достаточно толстой «шубой» газопылевого вещества. Поэтому на рис. 63 все они располагаются при $m/M_0 < 10^{-7}$, т.е. за пределами области аккреционного диска захватившей их планеты.

Графики рис. 64 свидетельствуют, что образование регулярных спутников также было далеко неодновременным. Спутники, возникшие первыми, смогли аккумулировать большее количество газопылевого вещества и потому имеют в среднем большие размеры и массы. Спутники, появившиеся позднее, не испытали столь значительного роста, все они характеризуются меньшими значениями массы и орбитального момента. Вследствие увеличения со временем массы планеты, поздние спутники на рис. 64 располагаются выше спутников, возникших первыми.

Укажем еще на одно важное обстоятельство, связанное с ростом пла-

неты. По мере увеличения массы планеты, в силу сохранения момента импульса, удаление от нее спутников пропорционально уменьшается. Для Урана, согласно данным табл. 16, это уменьшение составляет 23%. Однако для Сатурна и, особенно, для Юпитера изменения расстояний спутников до планеты могли составить 14.18 и 77.7 раз.

Поэтому следует полагать, что из всех регулярных спутников сегодня наблюдаются лишь те, которые либо возникли достаточно «поздно», когда масса планет-гигантов приблизилась к их современной величине, либо захваченные хотя и «рано», но на большом удалении от планеты, т.е.

$$R(t) > R_R \frac{M_2}{M(t)}, \quad (6.48)$$

где M_2 и $M(t)$ – соответственно, современная масса планеты и ее масса на момент возникновения спутника; R_R – предел Роша, характеризующий минимальное удаление спутника от планеты, начиная с которого спутник разрушается приливными силами планеты. Величина предела Роша может быть рассчитана по формуле $R_R = 2.46 r_{пл} (\rho_{сп}/\rho_{пл})^{1/3}$, где $r_{пл}$ – радиус планеты, $\rho_{пл}$ и $\rho_{сп}$ – плотность вещества планеты и спутника.

Принимая во внимание, что ближайšie к Юпитеру, Сатурну и Урану регулярные спутники сегодня удалены от своих планет на расстояния, лишь незначительно превышающие предел Роша, следует полагать, что более близкие крупные спутники этих планет (если таковые ранее имелись) уже прекратили свое существование.

В процессе роста спутники сближались с планетой настолько, что попадали в ее полость Роша и разрушались, образуя кольца. Множество таких колец, по-видимому, возникших в ходе этого процесса, сегодня существует у всех планет-гигантов (Горькавый, Фридман, 1994).

6.6.4. Взаимный рост спутника и планеты

Рассмотрим малый спутник, формирующийся в сфере влияния более крупной планеты в условиях их одновременного роста из вещества околопланетного диска (рис. 65-а). Пусть в некоторый момент времени t_0 положение спутника в двойной логарифмической системе координат $\{L_{орб}, m/M_0\}$ задано точкой О. Исследуем разные варианты взаимного изменения масс обоих тел на координатной плоскости этого рисунка.

Допустим, что рост происходит только массы M_0 центральной планеты, а масса спутника никак не меняется. Тогда с увеличением массы планеты спутник будет вынужден переместиться на графике рис. 65-а влево параллельно оси абсцисс. Где в некоторый момент времени t' ($t' > t_0$) займет положение А. Очевидно, что в ходе этого процесса орбитальный момент спутника сохраняется, но сам спутник, в силу условия сохранения момента

$L_{\text{орб}} = M_0 R_0 = M' R'$, где R_0 и R' – начальное и конечное удаление спутника от планеты, в такое же число раз приблизится к планете.

Пусть теперь масса центральной планеты остается неизменной, а увеличиваются размеры только спутника. Рассмотрим два крайних, но весьма важных случая: 1) спутник движется вокруг планеты в ту же сторону, что и вещество диска, и 2) вращения спутника и вещества диска происходят в противоположные стороны. В зависимости от этого будут иметь место две принципиально разные ситуации.

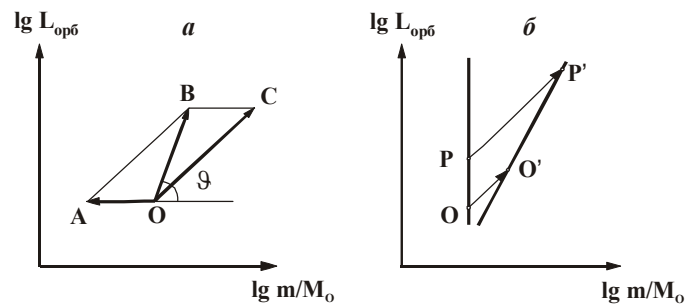


Рис. 65. Анализ взаимного роста спутника и планеты на координатной плоскости $\{L_{\text{орб}}, m/M_0\}$: *a* – одиночный спутник; *б* – два спутника на разных расстояниях от планеты

В первом случае произойдет сложение орбитального момента спутника с моментом количества движения диска. В результате точка «О» начнет перемещаться вправо вверх вдоль прямой ОВ, наклоненной к оси абсцисс под углом 45° . При этом, если масса спутника неограниченно возрастает, будет неограниченно расти и его орбитальный момент.

Во втором случае рост массы спутника, наоборот, вызовет уменьшение его момента вращения. Причем, когда текущая масса спутника достигнет удвоенной начальной величины, его орбитальный момент окажется равным нулю, что приведет к падению спутника на планету.

Поэтому из всех захваченных планетой кометоастероидных тел, как с прямым, так и с обратным движением, шанс вырасти до крупных размеров имеют лишь первые. Все спутники с обратным движением в процессе своего роста будут перемещаться к планете до тех пор, пока не будут разрушены приливными силами и не упадут на ее поверхность.

Действительно, как показывают наблюдения, среди всех регулярных спутников Юпитера, Сатурна и Урана нет ни одного объекта, движущегося в обратную сторону. Тогда как среди мелких спутников таких много. Отсюда следует вывод, что мелкие тела были захвачены планетами уже после того, как плотность вещества во вторичном диске Солнца упала, а сами планеты полностью сформировались.

Рассмотрим теперь самый общий случай. Пусть одновременно растут и планета и ее спутник. В этом случае перемещение точки «О» на координатной плоскости рис. 65,а будет определяться векторной суммой смещений $OC = OA + OB$, вызванных относительным увеличением массы каждого из тел. Чем выше скорость приобретения вещества спутником и планетой, тем большей должна быть длина соответствующих векторов.

Полагая векторы OA и OB равными логарифму изменения масс планеты $m_{пл}$ и спутника $m_{сп}$ за некоторое время, мерой относительной скорости роста спутника и планеты будет выступать величина:

$$\mu = \frac{1/\sqrt{2} \cdot OB}{1/\sqrt{2} \cdot OB - OA} = \left(1 - \sqrt{2} \frac{V_{пл}}{V_{сп}}\right)^{-1}. \quad (6.49)$$

Параметр μ определяет тангенс наклона вектора OC к оси абсцисс. Чем выше темп набора массы центральной планетой, тем положение проходит линия тренда спутника.

Несколько усложним модельную ситуацию (рис. 65,б). Предположим, что в аккреционном диске одновременно формируются два спутника. Пусть спутники движутся вокруг планеты в том же направлении, что и вещество околопланетного диска. Допустим также, что в начальный момент времени t_0 оба спутника имеют единичную массу $m_1 = m_2 = 1$ и удалены от планеты на разные расстояния – точки «О» и «Р». Рассмотрим, как будет меняться положение спутников во времени теперь.

Если бы скорости роста спутников были равными, то прямая OP со временем начала бы перемещаться параллельно самой себе – вправо вверх. Однако вследствие большего радиуса захвата вещества дальним спутником, этот спутник растет быстрее. Поэтому спустя достаточно длительное время система спутников придет к состоянию, когда масса второго тела окажется больше ($m_2' > m_1'$), и отрезок OP преобразуется в наклонную прямую $O'P'$, отвечающую степенной зависимости:

$$L \propto (m/M_0)^v, \quad (6.50)$$

где показатель степени $v \geq 1$.

Так как начальная масса спутников предполагается крайне малой, то на основании нашей модели прямая $O'P'$ будет выступать геометрическим местом точек для всех спутников с массами $m_2' > m_1' \gg 1$, возникших около планеты в один и тот же момент времени.

Поскольку масса планеты влияет на все спутники одинаково, то степенной закон (6.50) будет выполняться вне зависимости от того меняла ли одновременно со спутниками свою массу планета, или нет. Однако если масса планеты менялась, показатель v в формуле (6.50) должен отличаться от единицы тем сильнее, чем выше собственная скорость роста планеты.

Величину показателя ν найдем, воспользовавшись выражением для орбитального момента спутников, записанного в виде

$$L_i = m_i \sqrt{GR_i M_0} . \quad (6.51)$$

Заменяя в формуле (6.51) расстояние до планеты R_i его зависимостью от массы спутника (6.47), на основании формулы (6.50) получаем

$$\nu = 1 + \frac{0.1}{\lambda - 2.25} . \quad (6.52)$$

Сопоставляя выражения (6.49) и (6.52), мы видим, что параметр μ и показатель степени ν в этих формулах определяют в двойной логарифмической системе координат одну и ту же величину – тангенс угла наклона зависимости орбитальных моментов возникших одновременно спутников от отношения текущих масс спутников и планеты.

Приравнявая $\mu = \nu$ в предположении $\lambda \geq 2.25$ и $\nu > 1$, имеем

$$V_{\text{сп}} = 10\sqrt{2}(\lambda - 2.15) V_{\text{пл}} \quad (6.53)$$

и

$$V_{\text{сп}} = \frac{\sqrt{2}\nu}{\beta - 1} V_{\text{пл}} . \quad (6.54)$$

Формулы (6.53) и (6.54) позволяют по характеру распределения спутников в системе координат рис. 64 и рис. 65 определить темп набора массы спутниками в единицах скорости роста центральной планеты.

6.6.5. Последовательность образования спутников

Учитывая, что спутники возникали в разное время, а плотность вещества в аккреционном диске Солнца и, соответственно, планет быстро уменьшалась, по величине масс спутников можно установить начальный момент и последовательность их появления у планет-гигантов.

На рис. 66 приведены распределения регулярных спутников Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна в системе координат $\{L_{\text{орб}}, m/M_0\}$, построенные для двух случаев. В первом случае допускается, что спутники возникли на конечной стадии эволюции систем, когда масса планет-гигантов достигла современной величины $M_0 = M_2$. А второй случай $M_0 = M_1$ предполагает, что образование спутников началось сразу после гибели Фазтона, до того как массы планет существенно изменились.

По сравнению со случаем $M_0 = M_2$ второе допущение $M_0 = M_1$ приводит к более компактному расположению экспериментальных точек. Это означает, что вариант «раннего» появления спутников гораздо ближе к действительности, чем предположение об их «позднем» образовании.

Также хорошо видно, что в случае $M_0 = M_1$ все регулярные спутники располагаются в плоскости рисунка тремя компактными группами.

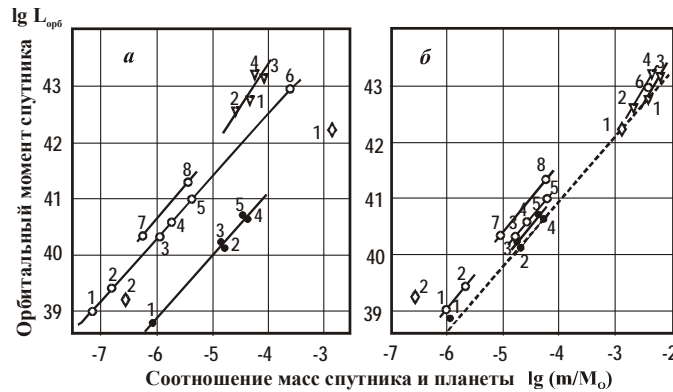


Рис. 66. Положение спутников на координатной плоскости $\{L_{\text{орб}}, m/M_0\}$: $a - M_0 = M_2$ и $b - M_0 = M_1$; ромбиками обозначены спутники Нептуна; остальные обозначения см. рис. 64 и табл. 22.

На группирование планет по величине $L_{\text{орб}}$, по-видимому, первым обратил внимание Х. Альвен в конце 40-х годов прошлого века. По мнению Х. Альвена и Г. Аррениуса (1979), этот эффект вызван наличием в аккреционном диске трех главных зон ионизации газа, в которых преимущественно происходят процессы аккумуляции вещества.

Рис. 66-б наглядно показывает, что эффект «группирования» происходит как по величине момента вращения спутников $L_{\text{орб}}$, так и по соотношению масс m/M_0 периферийных и центрального тел системы.

Так что действительно можно говорить о неких уровнях «квантования» параметров систем планет и спутников. Однако такое квантование никак не может быть вызвано ионизацией протопланетного вещества, и должно объясняться сугубо механическими причинами.

Итак, из нашего рассмотрения следует, что наблюдаемые сегодня у планет-гигантов спутники стали возникать уже в самый начальный период времени, совпавший с эпохой активного разрушения Фазтона. Однако появление разных спутников не было одновременным. Отдельные спутники начали расти раньше, а другие позже своих соседей. Вследствие этого в системе координат $\{L_{\text{орб}}, m/M_0\}$ очередность спутников оказывается иной, чем на рис. 64. Спутники, появившиеся позднее, на рис. 66 располагаются левее и выше спутников, возникших в более ранний период времени.

Кроме того, согласно нашей модели, линия $O'P'$ на рис. 66-б должна выступать геометрическим местом для всех спутников, начавших свой рост в одно время, независимо от того, какой планете они принадлежат. Поэтому если массы планет-гигантов M_1 (см. табл. 16) установлены правильно, то

возникавшие одновременно регулярные спутники этих планет должны расположиться в поле рис. 66 вдоль одной линии, являющейся нижней огибающей всех экспериментальных точек.

Построения рис. 66-б подтверждают этот вывод, по крайней мере, для спутников Юпитера, Урана и Нептуна. На самом деле, через точки спутников Урана: Ариэля (2) и Титании (4), спутника Юпитера Ио (1), а также Тритона (1) – самого крупного спутника планеты Нептун, не менявшей по нашему предположению массы, удастся провести такую линию.

Согласно нашей схеме второго цикла образования Солнечной системы спутники планет-гигантов, появившиеся первыми, должны были захватить большее количество твердого обломочного материала Фазтона и, как следствие, характеризоваться более высокой средней плотностью вещества.

Фактические данные табл. 22 полностью подтверждают этот вывод. В семействах регулярных спутников своих планет указанные спутники действительно обладают самой высокой плотностью. Средняя плотность Ио составляет 3.53 г/см^3 , Тритона – 2.1 г/см^3 , а Ариэля и Титании – по 1.7 г/см^3 .

Поэтому, принимая пунктирную линию на рис. 66-б за начало отсчета времени, по величине отклонений от нее положения спутников можно попытаться высказать некоторые соображения об очередности их появления у планет после гибели Фазтона.

На основании данных рис. 66-б можно допустить, что Ио (1) в системе Юпитера, Ариэль (2) и Титания (4) у Урана и Тритон (1) у Нептуна появились почти сразу после гибели Фазтона. Тогда как спутники Юпитера: Европа (2), Ганимед (3) и Каллисто (4), а также спутники Урана: Оберон (5), Умбриэль (3) и Миранда (1) возникли позднее. На момент появления Каллисто и Миранды, масса центральных планет могла заметно возрасти, превысив начальное значение M_1 у Юпитера в ~ 1.5 раза, а Урана в ~ 1.1 раза.

Что касается регулярных спутников Сатурна, то их формирование, как мы полагаем, во времени задержалось еще более. Согласно построениям рис. 66, из всех спутников Сатурна, по-видимому, первым образовался массивный Титан (6), далее, вероятно, появилась триада спутников Рея (5) – Диона (4) – Тефия (3), а также пара Энцелад (2) – Мимас (1), и уже потом Япет (8) – Гиперион (7). Последним из регулярных спутников планет-гигантов, как мы полагаем, Нептуном был захвачен спутник Нереида (2).

Таким образом, наш анализ показывает, что спутники, возникшие первыми, как правило, крупнее по размерам, обладают большей массой и характеризуются более высокими значениями средней плотности. Спутники, появившиеся позднее, явно уступают первым по всем этим параметрам.

6.6.6. Скорость взаимного роста планет и спутников

Расположение точек на рис. 66-б совместимо с предположением, что образование регулярных спутников планет-гигантов протекало в течение

нескольких активных фаз, сдвинутых по времени одна от другой. Каждая из фаз отмечалась появлением новой группы крупных спутников.

В табл. 23 указаны взаимные скорости роста планет-гигантов и их спутников, рассчитанные по формулам (6.33) и (6.34) в предположении, что спутники возникали парами. Для сравнения в таблице также приведена оценка относительной скорости набора массы планетами и Солнцем на начальной стадии образования Солнечной системы.

Таблица 23. Относительные скорости роста спутников и планет

Циклы образования спутников	Параметры роста		
	μ	ν	$V_{сп}/V_{пл}$
<i>Юпитер</i>			
I. Ио (1) – Ганимед (3)	2.3599	1.9096	1.554
II. Европа (2) – Калисто (4)	2.4037	1.6506	2.174
<i>Уран</i>			
I. Ариэль (2) – Титания (4)	2.4579	1.4810	4.354
II. Умбриэль (3) – Оберон (5)	2.4541	1.4899	4.301
III. Миранда (1)	—	—	—
<i>Сатурн</i>			
I. Титан (6)	—	—	8.002
II. Тефия (3) – Диона (4) – Рея (5)	2.7158	1.2147	
III. Мимас (1) – Энцелад (2)	2.5646	1.3179	5.863
IV. Гиперион (7)* – Япет (8)	2.6749	1.2354	7.423
Солнечная система (I этап)	2.4131	1.6130	3.731

* Гиперион имеет признаки значительной потери массы после аккреции. Поэтому оценки для IV цикла в системе Сатурна носят ориентировочный характер.

Не останавливаясь на детальном анализе данных табл. 23, кратко изложим некоторые выводы, вытекающие из такого рассмотрения:

1. Образование спутников у внешних планет началось с момента гибели Фазтона. Этот процесс, по-видимому, имел несколько активных фаз. По тем данным, которыми мы располагаем, можно выделить, как минимум, 2 такие фазы в системе Юпитера, 3 – Урана и 4 – Сатурна. Количества фаз для Юпитера и Урана явно занижены. Общее количество циклов образования спутников, вероятно, было больше четырех.

2. Большинство крупных спутников планет-гигантов, вероятно, возникали группами, чаще всего парами. Такими парами, на наш взгляд, являются: Ио (1) – Ганимед (3) и Европа (2) – Калисто (4) в системе Юпитера; Ариэль (2) – Титания (4) и Умбриэль (3) – Оберон (5) в системе Урана и Мимас (1) – Энцелад (2) и Гиперион (7) – Япет (8) в системе Сатурна.

3. В каждой такой паре ближний к планете спутник имеет меньшие размеры и массу, но при этом обычно обладает более высокой средней

плотностью вещества. Спутники, возникшие первыми, при прочих равных условиях крупнее и плотнее, чем появившиеся позднее.

4. Массы и размеры регулярных спутников, а также их последовательность появления у разных планет указывают на то, что «зародышами» спутников могли быть не только захваченные внешними планетами фрагменты Фазтона, но и вещество самих этих планет.

Можно полагать, что вследствие падений обломков Фазтона на внешние планеты, они подобно Земле и Меркурию также теряли поверхностный слой своего вещества. Это вещество, оказавшееся на околопланетных орбитах, могло явиться центром аккумуляции крупных регулярных спутников.

5. Образование у планет-гигантов крупных спутников по «лунному» сценарию либо их формирование вследствие «планетеземального» роста во вторичном аккреционном диске Солнца – это два, на наш взгляд, основных способа образования спутников. Причем для спутников, возникших рано, доминирующую роль играл первый механизм, а для спутников, родившихся позже, – второй. Сходный с Луной способ образования, прежде всего, следует допустить для Тритона, спутника Нептуна, спутников Юпитера Ио (1) и Европы (2), а также в какой-то мере для Титана, спутника Сатурна.

6. Скорость увеличения массы спутников относительно скорости роста планеты тем выше, чем ниже величина последней. Эта скорость мала в системе Юпитера и больше в системах Урана и Сатурна. Высокую скорость роста спутников в системе Сатурна мы связываем с их более поздним временем появления у планеты.

7. Сопоставление темпа роста спутников в системах Юпитера, Урана и Сатурна со скоростью роста планет в аккреционном диске Солнца на первом этапе планетообразования дает основания полагать, что планеты Солнечной системы начали формироваться тогда, когда масса протосолнца достигла 0.1–0.3 современной величины. Поэтому планеты Солнечной системы в принципе могли возникнуть на расстояниях в несколько раз более далеких от Солнца, чем мы наблюдаем их сегодня.

8. Проведенный выше анализ условий образования планет и их спутников свидетельствует, что лишь одной дисковой аккрецией всех закономерностей в распределении их орбит не объяснить.

Необходимо предположить, что в Солнечной системе постоянно действует эффективный механизм, вызывающий «квантование» спутниковых и планетных орбит. Этот механизм должен иметь механическую природу и быть связан с осевым вращением центрального объекта. При этом действие данного механизма не может ограничиваться только временем аккумуляции планет и спутников, а должно распространяться на всю постаккреционную стадию развития этих тел.

Таким механизмом, по нашему убеждению (Баренбаум, 1998а), является установленное А.М. Молчановым (1966) явление многочастотного резонанса, некоторые следствия которого обсуждаются ниже.

6.7. Многочастотный параметрический резонанс в системах спутников планет-гигантов

В 1966 году А.М. Молчанов теоретически показал, что в слабосвязанной механической системе тел возможен режим коллективных колебаний, при котором все собственные частоты можно выразить через один свободный параметр, зависящий только от масштабов системы.

Реальность такого резонанса Молчанов (Молчанов, 1966; Molchanov, 1968, 1969a, 1969b) попытался обосновать на примере тел Солнечной системы, объясняя этим механизмом правило планетных расстояний Тициуса-Бода (Ньетто, 1976). При этом в качестве параметра масштаба он предложил рассматривать орбитальный период наиболее массивного из тел системы – планеты Юпитер.

Однако доводы А.М. Молчанова оказались малоубедительными (Vasakus, 1969; Непон, 1969), что поставило под сомнение ценность его работы.

Ниже на примере регулярных спутников Юпитера, Сатурна и Урана показано, что предложенный А.М. Молчановым механизм колебаний действительно существует и фактически представляет собой коллективный (многочастотный) параметрический резонанс (Баренбаум, 1998a), где роль возмущающей периодической силы берет на себя осевое вращение центральной планеты.

6.7.1. Свойства коллективного резонанса

Из механики известно, что всякая гравитационно-связанная система тел под действием внешних возмущений стремится занять положение с минимумом энергии. Если возмущения периодические, а система, вследствие слабой связанности, может деформироваться, то минимуму ее энергии соответствует переход системы в режим резонансных колебаний.

Для систем спутников планет-гигантов этот переход должен сопровождаться их определенной перестройкой, при которой периоды T_k орбитального движения спутников оказываются соизмеримыми периоду T_0 вынуждающей силы.

Если распределение гравитационного потенциала центральной планеты не является осе симметричным, то такой силой вполне может стать собственное осевое вращение планеты. Это вращение может вызвать в движении спутников параметрические колебания, переходящие при определенных условиях в резонанс.

В соответствии с общей теорией резонанса (Мигулин и др., 1978), возбуждение параметрических колебаний в системе возможно как на частоте вынуждающей силы (T_0), так и на частотах, удовлетворяющих условию:

$$T_{k,m} = \frac{k}{m} T_0, \quad (6.55)$$

где k и m – малые целые числа.

При этом нарастание колебаний в системе возможно не только при строгом выполнении условия (6.55), но и в некоторых конечных интервалах периодов вблизи значений $T_{k,m}$ – так называемых зонах неустойчивости, ширина которых тем больше, чем выше амплитуда раскачки.

Из теории также следует, что параметрический резонанс возникает лишь в «открытых» системах при наличии постороннего источника энергии. В случае спутниковых систем таким источником, очевидно, является запас энергии осевого вращения планеты, угловая скорость которой со временем должна уменьшаться.

На рис. 67 показана построенная С. Дермоттом (Dermott, 1968) зависимость орбитальных периодов регулярных спутников от их порядкового номера в системах Юпитера, Сатурна и Урана. Во всех трех системах характер зависимости орбитальных периодов движения спутников от их порядкового номера и периода осевого вращения центральной планеты можно представить в следующем виде

$$T_k = T_0 \exp(\lambda k), \quad (6.56)$$

где λ – постоянная величина, $k = 2, 3, \dots$ – номер спутника.

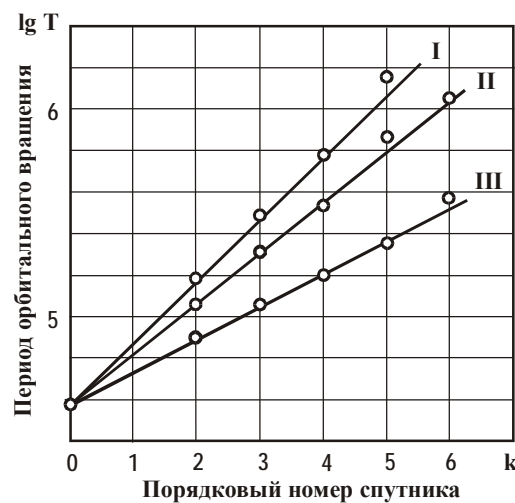


Рис. 67. Зависимость орбитальных периодов от порядкового номера регулярных спутников в системах Юпитера (I), Урана (II) и Сатурна (III)

Формула (6.56) представляет геометрическую прогрессию, которая есть не что иное, как правило Тициуса-Бодде, записанное для орбитальных пе-

риодов спутников. С учетом третьего закона Кеплера для радиусов спутниковых орбит имеем

$$R_k = T_0^{2/3} \exp\left(\frac{2}{3}\lambda k\right). \quad (6.57)$$

Из структуры формул (6.56) и (6.57) хорошо видно, что осевое вращение центральной планеты действительно выступает важным фактором формирования спутниковых орбит, но отнюдь не единственным.

Сильное периодическое влияние друг на друга оказывают и сами спутники. Это влияние в выражениях (6.56) и (6.57) формально учитывается экспоненциальным множителем, где константа λ , в соответствии с выводами А.М. Молчанова, играет роль параметра масштаба.

В формулах (6.56) – (6.57) параметр масштаба λ играет двоякую роль. С одной стороны, этот параметр характеризует степень близости системы к состоянию резонанса, а с другой, его величина – задает «шаг квантования» спутниковых орбит.

6.7.2. Фактические данные

В табл. 24 приведены отношения орбитальных периодов отдельных спутников по фактическим данным (Горькавый, Фридман, 1994), записанные в виде отношения двух малых целых чисел k и m при условии $\max\{k, m\} < 9$, принятом А.М. Молчановым (1966).

Поскольку при параметрическом резонансе жесткого выполнения условия (6.55) не требуется, то подбор чисел k и m , в принципе, может быть неоднозначен. Примем также во внимание, что ширина зон неустойчивости таких резонансов априори неизвестна. Поэтому в табл. 24 указано несколько возможных комбинаций чисел k и m , которые расположены в порядке увеличения отклонения величины k/m от фактического отношения периодов.

Мерой этого отклонения служит величина $\varepsilon_{i,j}$ (указана в скобках), рассчитанная по формуле

$$\varepsilon_{i,j} = 100 \left| \frac{T_i}{T_j} - \frac{k}{m} \right| / \frac{T_i}{T_j}, \quad (6.58)$$

где i и j – порядковые номера спутников ($i \neq j$).

Согласно данным табл. 24, движение спутников всех планет организовано таким образом, что их орбитальные периоды с погрешностью несколько процентов – ширина зоны неустойчивости – соотносятся как некие целые числа. Набор комбинаций этих чисел для каждой спутниковой системы ограничен и определяется отношением периодов соседних тел, в среднем слабо зависящим от порядкового номера спутника.

Таблица 24. Соизмеримости в периодах спутников планет-гигантов

k	Название спутника, планеты	Период вращения сутки	Номер спутника						
			0	1	2	3	4	5	6
Система Юпитера									
0	Юпитер	0.4097		4:9 (4.1) 1:2 (7.9)	2:9 (4.1) 1:4 (7.9)	1:9 (3.7)			
1	—	0.8845	9:4 (4.2) 2:1 (7.4)		1:2 (0.0)	1:4 (0.4)	1:8 (1.1) 1:9 (10.1)		
2	Ио	1.769	9:2 (4.1) 4:1 (7.4)	2:1 (0.0)		1:2 (0.4)	1:4 (1.1)	1:9 (4.8)	
3	Европа	3.551	9:1 (3.8)	4:1 (0.4)	2:1 (0.4)		1:2 (0.8)	2:9 (4.4) 1:5 (6.0)	
4	Ганимед	7.155		8:1 (1.1) 9:1 (11.3)	4:1 (1.1)	2:1 (0.7)		3:7 (0.04) 4:9 (3.7)	
5	Каллисто	16.689			9:1 (4.6)	9:2 (4.3)	7:3 (0.04) 9:4 (3.5)		
Система Урана									
0	Уран	0.450		5:9 (0.5) 4:7 (2.3)	1:3 (4.4)	1:6 (6.7)	1:9 (2.1)		
1	—	0.806	9:5 (0.5) 7:4 (2.2)		4:7 (0.0)	1:3 (4.3)	1:5 (2.6)		
2	Миранда	1.410	3:1 (4.3)	7:4 (0.0)		4:7 (2.1)	1:3 (2.2)	1:6 (2.5)	1:9 (5.7)
3	Ариэль	2.521	6:1 (7.1) 5:1 (10.7)	3:1 (4.1)	7:4 (2.1)		4:7 (6.3)	2:7 (1.3)	1:5 (6.4)
4	Умбриэль	4.135	9:1 (2.1)	5:1 (2.6)	3:1 (2.3)	5:3 (1.6) 7:4 (6.7)		1:2 (4.9)	2:7 (7.1) 1:3 (8.4)
5	Титания	8.675			6:1 (2.5)	7:2 (1.2) 3:1 (12.8)	2:1 (4.7)		2:3 (3.0) 4:7 (11.7)
6	Оберон	13.407			9:1 (5.3)	5:1 (6.0)	3:1 (4.3) 7:2 (7.7)	3:2 (2.9)	
Система Сатурна									
0	Сатурн	0.426		5:8 (1.3)	4:9 (1.7)	1:3 (7.2)	2:9 (1.5)	1:6 (7.1)	
1	—	0.673	8:5 (1.3)		5:7 (0.0)	1:2 (1.8)	3:8 (5.2) 1:3 (6.5)	1:4 (1.7)	1:7 (4.1)
2	Мимас	0.942	9:4 (1.8)	7:5 (0.0)		2:3 (3.0) 5:7 (3.9)	1:2 (0.2)	1:3 (3.2)	1:5 (4.1)
3	Энцелад	1.370	3:1 (6.7)	2:1 (1.7)	3:2 (3.4) 7:5 (3.7)		5:7 (1.6) 3:4 (3.4)	1:2 (0.1)	2:7 (5.8) 1:3 (9.9)
4	Тефия	1.888	9:2 (1.5)	8:3 (4.9) 3:1 (6.9)	2:1 (0.1)	7:5 (1.6) 4:3 (3.2)		2:3 (3.4) 5:7 (3.6)	3:7 (2.6) 2:5 (4.3)
5	Диона	2.737		7:1 (4.3)	3:1 (3.3)	2:1 (0.1)	7:5 (3.4) 3:2 (3.5)		3:5 (1.0)
6	Рея	4.518			5:1 (4.2)	7:2 (6.1) 3:1 (9.0)	7:3 (2.5) 5:2 (4.5)	5:3 (1.0)	

Примечание. Наряду с орбитальными периодами регулярных спутников в таблице указаны также период осевого вращения центральной планеты ($k = 0$) и период орбитального движения некоего фиктивного спутника ($k = 1$), находящегося в строгом резонансном отношении с орбитальным периодом спутника $k = 2$.

Обозначим «главное» резонансное отношение как

$$\Gamma = \langle T_{i+1}/T_i \rangle \quad (6.59)$$

где угловые скобки указывают на процедуру усреднения. На основании формулы (6.59) для параметра масштаба системы λ будем иметь

$$\lambda = \ln \Gamma \quad (6.60)$$

Представляется очевидным, что при строгом выполнении резонанса все соизмеримости системы должны, очевидно, удовлетворять следующему непреложному правилу:

(i, j)	0	1	2	...	i	...	k
0	Γ^0	Γ^{-1}	Γ^{-2}	...	Γ^{-i}	...	Γ^{-k}
1	Γ^1	Γ^0	Γ^{-1}	...	Γ^{1-i}	...	Γ^{1-k}
...
j	Γ^j	Γ^{j-1}	Γ^{j-2}	...	Γ^{j-i}	...	Γ^{j-k}
...
k	Γ^k	Γ^{k-1}	Γ^{k-2}	Γ^{k-i}	Γ^0

(6.61)

В идеализации (6.61) каждый матричный элемент табл. 24 должен представлять собой число Γ , возведенное в целочисленную степень, величина которой определяется местом данного элемента в таблице.

Очевидно, что в этом идеальном случае экспоненциальный закон планетных расстояний (6.56) – (6.57) будет выполняться точно, причем для всех спутников сразу.

Реальное состояние спутниковых систем, как это следует из данных рис. 67, весьма близко к этому случаю. Поэтому, воспользовавшись правилом (6.61), по фактическому соотношению орбитальных периодов отдельных спутников можем найти интересующие нас оценки величины числа Γ :

$$\Gamma_{ij} = \left(\frac{T_i}{T_j} \right)^{i-j}, \quad i \neq j \quad (6.62)$$

Частные оценки главного резонансного отношения, а также его средние оценки, полученные при разной степени усреднения величин Γ_{ij} , приведены в табл. 25.

6.7.3. Обсуждение результатов

Данные табл. 25 свидетельствуют, что не только само резонансное число $\langle \Gamma \rangle$ оказывается близким отношению неких малых чисел, но еще в большей мере этой замечательной особенности отвечают квадрат $\langle \Gamma^2 \rangle$ и куб $\langle \Gamma^3 \rangle$ данного числа:

$$\begin{aligned} \Gamma_C : \Gamma_U : \Gamma_{Ю} &= 7/5 : 7/4 : 2; \\ \Gamma_C^2 : \Gamma_U^2 : \Gamma_{Ю}^2 &= 2 : 3 : 4; \\ \Gamma_C^3 : \Gamma_U^3 : \Gamma_{Ю}^3 &= 3 : 5 : 9, \end{aligned} \quad (6.63)$$

где Γ_C , Γ_U и $\Gamma_{Ю}$ – резонансные отношения в системах Сатурна, Урана и Юпитера, оцененные в табл. 25.

Таблица 25. Расчет главного резонансного отношения

k	Объект	0	1	2	3	4	5	6	Γ_k^*
<i>Система Юпитера</i>									
0	Юпитер		2.1589	2.0779	2.0541	2.0443	2.0989		2.0868
1	—	2.1589		2.0541	2.0037	2.0074	2.0842		2.0508
2	Ио	2.0779	2.000		2.0073	2.0111	2.1130		2.0419
3	Европа	2.0541	2.0037	2.0073		2.0149	2.1679		2.0496
4	Ганимед	2.0443	2.0074	2.0111	2.0149		2.3325		2.0820
5	Каллисто	2.0989	2.0842	2.1130	2.1679	2.3325			2.1593
									2.0784**
<i>Система Урана</i>									
0	Уран		1.7904	1.7701	1.7760	1.7411	1.8087	1.7807	1.7743
1	—	1.7904		1.7500	1.7689	1.7249	1.8114	1.7548	1.7667
2	Миранда	1.7701	1.7500		1.7879	1.7125	1.8324	1.7560	1.7681
3	Ариэль	1.7760	1.7689	1.7879		1.6402	1.8550	1.7455	1.7622
4	Умбизель	1.7411	1.7249	1.7125	1.6402		2.0799	1.8006	1.7862
5	Титания	1.8087	1.8114	1.8324	1.8550	2.0799		1.5455	1.8252
6	Оберон	1.7807	1.7548	1.7560	1.7455	1.8006	1.5455		1.7251
									1.7725**
<i>Система Сатурна</i>									
0	Сатурн		1.5799	1.4872	1.4762	1.4514	1.4507	1.4823	1.4879
1	—	1.5799		1.4000	1.4269	1.4109	1.4201	1.4635	1.4502
2	Мимас	1.4872	1.4000		1.4543	1.4165	1.4269	1.4799	1.4441
3	Энцелад	1.4762	1.4269	1.4543		1.3796	1.4135	1.4885	1.4398
4	Тетия	1.4514	1.4109	1.4165	1.3796		1.4481	1.5461	1.4421
5	Диона	1.4507	1.4201	1.4269	1.4135	1.4481		1.6507	1.4683
6	Рея	1.4823	1.4635	1.4799	1.4885	1.5461	1.6507		1.5185
									1.4644**

* В колонке приведены результаты усреднения числа Γ_{kj} по индексу j.

** Указаны значения числа Γ , полученные усреднением Γ_{kj} по обоим индексам.

Система соизмеримостей (6.63) фактически обобщает результаты работы С. Дермотта (Dermott, 1968), который первым обратил внимание на существование второго из этих отношений.

Из соотношений (6.63) видно, что закон геометрической прогрессии (6.56)–(6.57) есть следствие параметрического резонанса всей системы в целом, а не только взаимодействия соседних тел. Поэтому молчановский параметр порядка λ отражает не любые отношения (6.60), а лишь такие, которые отвечают правилу целочисленности (6.63).

Другое важное свойство реальных спутниковых систем состоит в том, что соотношения (6.63) для них справедливы лишь в форме соизмеримостей, т.е. выполняются приближенно. Ни для одной из них нельзя подобрать таких значений числа Γ , при которых соответствия (6.63) оказались бы строгими. Это означает, что в системах спутников планет-гигантов идеальный коллективный резонанс (6.61) принципиально не достижим. Поэтому периоды спутников должны испытывать некие колебания около числа Γ как положения равновесия системы.

Изучение подобных систем с квазиустойчивым равновесным состоянием показывает (Арнольд, 1990), что их резонанс носит характер странного аттрактора с очень сложными в большинстве случаев непериодическими колебаниями. Детали колебаний чрезвычайно чувствительны к малым изменениям начальных условий, в то время как усредненные характеристики режима от них не зависят.

Одним из первых подтвердил такой характер движения планет Солнечной системы численными расчетами И. Хиллс (Hills, 1970).

Это общее положение теории иллюстрируется на рис. 68 зависимостями средних оценок величины Γ_i от порядкового номера спутника.

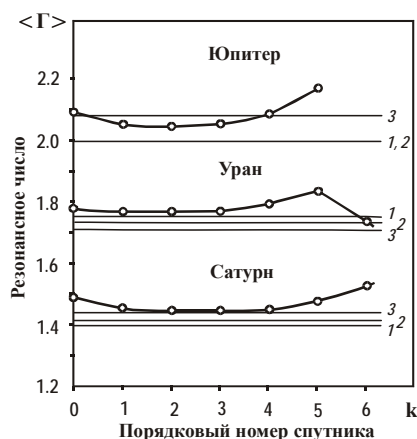


Рис. 68. Зависимость оценки величины главного резонансного отношения Γ от порядкового номера спутника k : горизонтальными линиями отмечены положения уровней устойчивого резонанса в соответствии с формулой (6.63): 1 – для числа $\langle \Gamma \rangle$, 2 – числа $(\langle \Gamma^2 \rangle)^{1/2}$ и 3 – числа $(\langle \Gamma^3 \rangle)^{1/3}$

Мы видим, что у всех систем спутников устойчивое состояние равновесия распадается на 2–3 близко расположенных уровня. Отличие одного уровня от другого в среднем равно 2%, что заведомо меньше ширины зоны возбуждения резонанса. Согласно данным табл. 24 и графикам рис. 68 зона возбуждения резонанса составляет порядка 6%.

К линиям устойчивого равновесия наиболее тесно примыкают спутники центральной части системы. В то время как ее крайние члены от этих уровней удалены. Такой характер резонансных кривых определенно указывает на наличие в системе диссипативных сил.

Особо важным на рис. 68 представляется то обстоятельство, что для всех трех систем спутников частные оценки величины числа Γ лежат несколько выше линий устойчивого резонанса. Этот факт дает основания заключить, что во всех случаях имеем дело с автоколебательной системой, подпитываемой энергией извне – в первую очередь, за счет запаса энергии осевого вращения центральной планеты.

Таким образом, наш анализ показывает, что в основе квантования орбит спутников планет-гигантов, по существу, лежит явление коллективного параметрического резонанса, теоретически установленное для слабосвязанных механических систем А.М. Молчановым.

При этом также выясняется, что семейства спутников Юпитера, Сатурна и Урана обнаруживают все необходимые качества, которые позволяют их отнести к классу самоорганизующихся систем (Николис, Пригожин, 1979; Хакен, 1980; Горькавый, 1990).

6.7.4. Закономерность Тициуса-Боде

Вследствие двух стадийного формирования планет Солнечной системы, зависимость их расстояний до Солнца носит более сложный характер, чем у спутников в системах планет-гигантов. Первая аппроксимация этой зависимости была предложена И. Тициусом (1729–1796) в 1766 году и широко распространена И. Боде (1747–1826). Позднее формула Тициуса-Боде многократно модернизировалась (табл. 26).

Таблица 26. Аппроксимации функции распределения радиусов планетных орбит

Функция распределения радиусов орбит	Автор
$R_n = 4 + 3 \cdot 2^n$, где $n = -\infty, 0, 1, 2$ и т.д. при радиусе орбиты Земли равном 10	Закон Тициуса-Боде (1766)
$R_n = a + b \cdot 2^n$, где $n = -\infty, 0, 1, 2$ и т.д.; $a=0.387$ и $b=0.293$ при радиусе орбиты Земли равном 1	В. Вурм (Wurm, 1787)
$R_n = a + b \cdot c^n$, где $n = -\infty, 0, 1, 2$ и т.д.; a, b и c – константы	Л. Гильберт (Gilbert, 1802)
$R_n = A(1.7275)^n [B - f(\alpha + n\beta)]$, где $n = 1, 2$ и т.д.; A и B – константы, f – периодическая функция с периодом 2π , α и β – постоянные углы	М. Блэгг (Blagg, 1913)
$R_n = (1.728)^n \rho_n(\theta_n)$, где $\theta_n = n(4\pi/13) \equiv n\theta_1$, ρ_n – функция с периодом 2π	Д. Ричардсон (Richardson, 1945)

Наиболее точные аналитические выражения, применимые не только к планетам, но и к спутникам планет-гигантов, предложены М. Блэгг (Blagg, 1913) и Д. Ричардсоном (Richardson, 1945).

На рис. 69 приведены зависимости орбитальных периодов от порядкового номера планет от Солнца. Зависимости построены по тем же правилам, что и графики для систем спутников планет-гигантов (см. рис. 57). Как и для спутников, самой близкой к центру планете – Меркурию, присвоен номер $k = 2$. Поскольку вращение Солнца замедляется, в точке $k = 0$ учтены два разных периода его осевого вращения: современный $T = 2.18 \cdot 10^6$ с, и в 50 раз меньший – отвечающий эпохе повторного планетообразования.

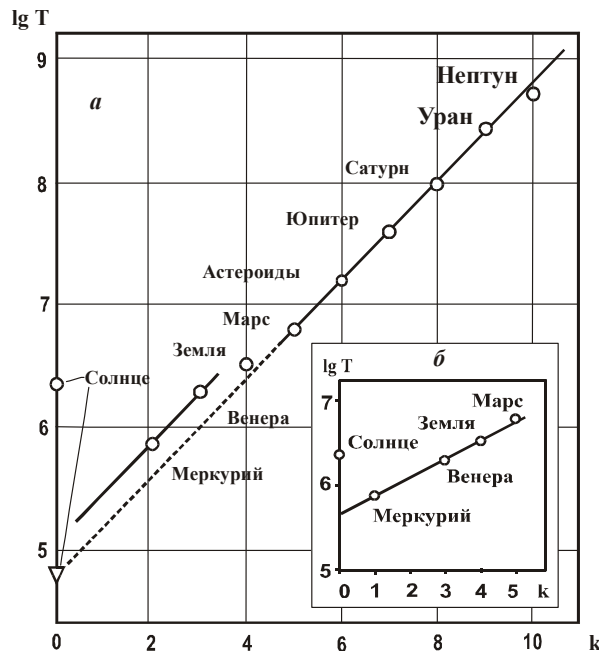


Рис. 69. Зависимость орбитальных периодов планет от их порядкового номера: *a* – для всех планет; *б* – для системы внутренних планет; для Солнца ($k = 0$) приведены два значения периода осевого вращения: в настоящее время (кружок) и на момент второго цикла планетообразования (треугольник)

По сравнению с графиками для спутников планет-гигантов рис. 67, аналогичная зависимость для планет рис. 69 характеризуется, по крайней мере, двумя отличиями. Оба отличия, как можно думать, проистекают из двух стадийного образования Солнечной системы.

Первое – состоит в том, что, вследствие потери Солнцем момента им-

пульса, на линию коллективного резонанса ложится не современный период осевого вращения Солнца, а его период вращения на момент второго цикла планетообразования. Другая особенность вызвана наличием двух линий коллективного резонанса. Одной для внутренних планет (Меркурия, Венеры, Земли и Марса), а второй – для внешних.

Таким образом, мы приходим к выводу, что гибель Фазтона привела к возникновению в Солнечной системе двух разных «центров» возбуждения параметрических колебаний. Внешнего центра, в котором, как справедливо отмечал А.М. Молчанов, главная роль принадлежит Юпитеру. И внутреннего, обусловленного современным осевым вращением Солнца. При этом главные резонансные отношения в системах внутренних и внешних планет оказываются разными.

Для внешней области – зоны Юпитера, первые три резонансные соотношения, аналогичные (6.63), могут быть представлены в виде

$$\Gamma : \Gamma^2 : \Gamma^3 = 5/2 : 6 : 15 . \quad (6.64)$$

Для внутренней области, где определяющее влияние оказывает собственное вращение Солнца, набор резонансных чисел иной

$$\Gamma : \Gamma^2 : \Gamma^3 = (3/2, 5/3) : 5/2 : 4 . \quad (6.65)$$

Величина числа Γ в формуле (6.65), приведенная в скобках, может быть представлена двумя равноправными отношениями малых целых чисел $3/2$ и $5/3$. В силу конкуренции этих отношений, данное состояние системы не может быть устойчивым. С этим обстоятельством, вероятно, связано отсутствие более близких к Солнцу планет, чем Меркурий, а также аномально большой эксцентриситет орбиты самого Меркурия.

Из формул (6.64) и (6.65) следует, что резонансное число $5/2$ является общим для внутренних и внешних планет. Поэтому правило Тициуса-Бодена и его аналоги (табл. 26) по существу отражают один из возможных режимов молчановских колебаний в Солнечной системе, несколько более сложный, чем описывается формулой С. Дермотта (6.57).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Наиболее важный результат данной главы состоит в том, что в ней, по существу, реанимирована гипотеза Фазтона, от которой в последние полвека и, казалось бы, навсегда отказались в космогонии. Приведены убедительные аргументы в пользу этой гипотезы, а также дано ее развитие в рамках новой космогонической парадигмы – «Космогонии открытой Солнечной системы (КОСС)». Концепция КОСС устраняет наиболее серьезный недостаток схемы Канта – Лапласа, не учитывающей влияние на эволюцию Солнечной системы процессов в Галактике.

Согласно КОСС в Солнечной системе было, как минимум, два основ-

ных цикла планетообразования. Первый – связан с аккумуляцией планет в аккреционном диске протосолнца, а второй – их ростом в повторном диске Солнца, возникшем после гибели планеты Фазтон.

До гибели Фазтона 4.6 ± 0.1 млрд. лет назад массы всех планет Солнечной системы подчинялись общей степенной зависимости, приобретенной ими на протопланетной стадии. Разделение планет на «внутренние» – земного типа, и «внешние» – планеты-гиганты, произошло на втором этапе планетообразования. В ходе этого процесса внутренние планеты в основном теряли собственное вещество, а внешние – увеличивали свою массу и обзаводились системами спутников.

В главе с позиций КОСС предложены взаимно согласованные решения ряда проблем, не получивших пока удовлетворительного объяснения в рамках существующих космогонических представлений. Среди них: природа вещества астероидов и метеоритов, происхождение планет-гигантов и их спутников, правило Тициуса-Бода, распределение момента вращения в Солнечной системе и другие проблемы.

В связи с общей направленностью книги важное место в главе занимает анализ вопросов, касающихся образования и эволюции Земли, а также происхождения Луны. При этом вскрывается ошибочность бытующего сегодня в геологии мнения о возможности заметного изменения размеров и массы Земли на протяжении последних 4.6 млрд. лет.

И, наконец, большое внимание в главе уделено разработке феноменологических моделей, позволивших теоретически изучать вопросы космогонии в условиях «открытых», неконсервативных систем, где применение точных методов небесной механики и теоретической физики оказывается малоэффективным.

III. ЗЕМЛЯ

ГЛАВА 7

ГЕОХРОНОЛОГИЧЕСКАЯ ШКАЛА КАК ОБЪЕКТ ПРИЛОЖЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

«В геологической истории нашей планеты есть времена большей или меньшей интенсивности геологических процессов <...>. Никакого объяснения этих фактов мы не знаем, но едва ли правильна мысль большинства геологов, что причину ее надо искать внутри планеты <...>. Причина лежит вне планеты».

В.И. Вернадский

Известно, что цикличность многих природных процессов на Земле, так или иначе, связана с влиянием космоса, причем разных его подсистем. Так, смена дня и ночи с суточной периодичностью вызвана осевым вращением Земли. Цикл в 28 суток, свойственный ряду биологических процессов, обусловлен вращением Луны вокруг Земли. Чередование времен года связано с движением самой Земли вокруг Солнца. А повторяемость процессов с характерными временами 11 и 22 года, как это было показано А.Л. Чижевским (1976), вызвана процессами на Солнце.

Причины циклов от нескольких десятков – сотен лет до 1–10 тыс. лет, вероятно, обусловлены совокупным влиянием на Землю вращения других планет Солнечной системы (Кузнецов и др., 1991). Климатические циклы продолжительностью: 19, 24, 43 и 100 тыс. лет хорошо объясняются вариациями параметров орбиты самой Земли вокруг Солнца по теории М. Миланковича (Имбри, 1988).

И, наконец, самые крупные циклы длительностью свыше 20 млн. лет своими причинами обязаны попаданием Солнца в струйные потоки Галактики. При этом циклы продолжительностью 20–40 млн. лет и 200–250 млн. лет вызваны бомбардировками Солнечной системы галактическими кометами (см. главы 2 и 4), а циклы ~1 млрд. лет – пролетами Солнца сквозь массивные звездные облака (глава 3).

Таким образом, все циклически повторяющиеся на Земле глобальные природные процессы имеют космические корни (Берри и др., 1992). Причем циклы длительностью 100 тыс. лет и менее определяются процессами в Солнечной системе, т.е. в «ближнем» космосе. А циклы свыше 20 млн. лет – процессами в Галактике, т.е. в космосе «дальнем».

Вместе с тем геологические циклы длительностью $1\div 10$ млн. лет, отвечающие подразделениям геохронологической шкалы на уровне веков, непосредственным влиянием на Землю Галактики и других планет Солнечной системы объяснены быть не могут. Причины, их вызывающие, до исследований автора оставались малопонятными.

Не известным был и сам принцип построения современной стратиграфической (геохронологической) шкалы. К тому же данная шкала детально разработана лишь для фанерозоя, и насколько этот принцип применим к более раннему отрезку земной истории, остается не ясным.

Обсуждению этих вопросов и посвящена настоящая глава.

7.1. Природа циклов длительностью 1–10 млн. лет

Ниже приводятся доказательства того, что циклы $\sim 1\text{--}10$ млн. лет также вызваны воздействиями космической среды, и связаны они со случайными падениями на Землю крупных астероидных тел определенных размеров и масс (Баренбаум, 1994). Устанавливаются диаметр и энергия этих тел, в околоземном космическом пространстве определяется их функция распределения по размерам, а также оценивается масса выпадавшего на Землю астероидного вещества в разные эпохи.

7.1.1. Постановка задачи

Частота падений на Землю крупных астероидов сегодня измерена разными способами: 1) по астрономическим данным (Öpik, 1976; Hartmann, 1977; Shoemaker, 1977; Grive, Dence, 1979); 2) по статистике падений метеоритов (Hartmann, 1965; Millman, 1973; Shoemaker, 1983); 3) по плотности кратеров на земной поверхности (Shoemaker et al., 1962; Millman, 1973; Dence, 1976; Grive, Dence, 1979) и 4) по распределению веков фанерозоя по длительности (Баренбаум, 1994). Все эти способы не самостоятельны: расчеты на основе астрономических наблюдений требуют обязательной проверки геологическими данными, а оценки на основе геологической информации – астрономическими. Кроме того, и те и другие построены на допущении (Федынский и др., 1978; Hartmann, 1977), что поток кратерообразующих тел на Землю, по крайней мере, последний миллиард лет был постоянен и близок к современной эпохе.

Согласно расчетам, основанным на астрономических данных, скорость образования на Земле кратеров диаметром $D > 20$ км на протяжении фанерозоя составляла $n(20) = (0.3\text{--}0.55) \cdot 10^{-14} \text{ (км}^2 \cdot \text{год)}^{-1}$ (Shoemaker, 1977; Grive, Dence, 1979). Подсчеты кратеров дают близкие результаты, позволяя, вероятно, даже заметить широтный эффект. Так, для центральной Америки $n(20) = (0.55 \pm 0.28) \cdot 10^{-14} \text{ (км}^2 \cdot \text{год)}^{-1}$ (Shoemaker et al., 1962), для средних широт северного полушария оценки дают $(0.35 \pm 0.2) \cdot 10^{-14} \text{ (км}^2 \cdot \text{год)}^{-1}$ (Grive, Dence,

1979), а севернее – для широты Канады получено $\sim 0.1 \cdot 10^{-14}$ (км²·год)⁻¹ (Dence, 1976).

Однако все эти оценки представляются явно заниженными. Расчеты, основанные на астрономических наблюдениях, занижены потому, что концентрация кометоастероидных тел в околоземном космосе в среднем по фанерозою была выше, чем сегодня (Баренбаум, 1994). Так что экстраполировать и переносить современную ситуацию даже на последние 570 млн. лет следует с большой осторожностью. Оценки на основе подсчетов земных астроблем также занижены, но по другой причине, связанной с неполнотой кратерных данных, которыми сегодня располагаем (Масайтис, Машак, 1984). К тому же в вопросах образования кратеров на Земле и других планетах нет достаточного понимания (см. главу 4).

Подход, основанный на анализе распределения веков фанерозоя по длительности, менее подвержен этим недостаткам, хотя и он требует привлечения астрономических и геологических данных.

Рассмотрим суть этого метода. В основе данного подхода лежит общепризнанный факт (Alvarez et al., 1980; Крживский, 1984, Катастрофические, 2005; и др.), что падения на Землю крупных космических тел (астероидов и комет) представляют для нее серьезную природную катастрофу вне зависимости от того, приходится ли удар о водную поверхность океана или твердую поверхность суши.

Во всех случаях такое падение приводит к испарению и выбросу в стратосферу огромных количеств газа и пыли, что влечет за собой резкие погодные изменения, массовую гибель живых организмов, а также целый ряд других важных следствий, которые при современной геологической изученности Земли обычно не остаются незамеченными.

Если упавший астероид велик, то такое событие обычно фиксируют как границу ярусов стратиграфической шкалы (Баренбаум, 1994; Афанасьев, Фельдман, 1996, Баренбаум и др., 2002). Поэтому, анализируя функцию распределения веков фанерозоя по длительности, можно сделать ряд заключений о размерах астероидных тел и частоте их падений на Землю.

7.1.2. Фактические данные

Основой для решения задач настоящей главы служит табл. 27. В этой таблице приведена сводка возрастов, а также продолжительности веков и фаз фанерозоя по данным многих авторов (Афанасьев, 1990). Сводка составлена С.Л. Афанасьевым на основе систематизации 2372 оригинальных датировок 97 веков фанерозойской шкалы, для которых рассчитаны наиболее вероятные значения начала и длительности и найдены возможные ошибки их определения. В таблице также указано количество известных датировок, использованных С.Л. Афанасьевым при расчете средних значений.

Часть рубежей, естественно, совпала с границами более крупных подразделений фанерозоя (периоды, эпохи).

Таблица 27. Геологический возраст веков фанерозоя

Период	Эпоха	Век	Количество датировок	Использовано датировок	Начало века / ошибка, млн. лет	Длительность века / ошибка, млн. лет
Четвертичный	Плейстоцен	Голоцен	7	7	0.01 / 0.00	0.01 / 0.00
		Сицилий	9	5	0.69 / 0.01	0.68 / 0.01
		Калабрий	36	8	1.61 / 0.01	0.92 / 0.01
Неоген	Плиоцен	Пьянчечий	16	5	3.38 / 0.02	1.77 / 0.02
		Занклий	30	13	5.26 / 0.02	1.88 / 0.03
	Миоцен	Мессиний	15	5	6.51 / 0.05	1.25 / 0.05
		Тортонский	19	6	10.39 / 0.05	3.88 / 0.07
		Серравелий	15	9	15.13 / 0.06	4.74 / 0.08
		Лангий	16	7	16.37 / 0.07	1.24 / 0.09
		Бурдигальский	16	8	21.66 / 0.11	5.29 / 0.13
		Аквитанский	53	25	23.60 / 0.08	1.94 / 0.14
Палеоген	Олигоцен	Хатский	23	7	29.99 / 0.15	6.39 / 0.17
		Рупельский	47	22	36.50 / 0.10	6.51 / 0.18
	Эоцен	Приабонский	22	10	39.73 / 0.15	3.23 / 0.18
		Бартонский	33	17	43.64 / 0.14	3.91 / 0.21
		Лютетский	35	23	51.70 / 0.20	8.06 / 0.24
		Ипрский	50	15	57.80 / 0.17	6.10 / 0.26
	Палеоцен	Танетский	32	17	60.69 / 0.17	2.89 / 0.24
		Уннамедский	32	11	62.31 / 0.13	1.62 / 0.21
		Датский п	5	2	65.21 / 0.11	2.90 / 0.17
		Датский	80	51	66.34 / 0.05	1.13 / 0.12
Мел	Поздняя	Маастрихтский (п)	6	4	68.17 / 0.11	1.83 / 0.12
		Маастрихтский (р)	50	13	73.70 / 0.13	5.53 / 0.17
		Кампанский (п)	7	2	79.54 / 0.13	5.84 / 0.18
		Кампанский (р)	49	30	82.90 / 0.10	3.36 / 0.16
		Сантонский (п)	5	3	84.81 / 0.11	1.91 / 0.15
		Сантонский (р)	46	30	86.36 / 0.09	1.55 / 0.14
		Коньякский (п)	5	3	87.17 / 0.10	0.81 / 0.13
		Коньякский (р)	46	39	88.36 / 0.09	1.19 / 0.13
		Туронский (п)	5	3	90.32 / 0.09	1.96 / 0.13
		Туронский (р)	45	31	91.54 / 0.07	1.22 / 0.11
		Сеноманский (п)	4	3	94.48 / 0.15	2.94 / 0.17
		Сеноманский (р)	56	34	96.28 / 0.18	1.80 / 0.23

Продолжение табл. 27

Период	Эпоха	Век	Количество датировок	Использовано датировок	Начало века / ошибка, млн. лет	Длительность века / ошибка, млн. лет
Мел	Ранняя	Альбский	38	11	112.19 / 0.33	15.91 / 0.38
		Аптский	33	8	119.05 / 0.59	6.86 / 0.68
		Барремский	29	9	123.79 / 0.36	4.74 / 0.69
		Готеривский	30	10	131.20 / 0.48	7.41 / 0.60
		Валанжинский	28	10	136.66 / 0.47	5.46 / 0.67
		Берриасский	64	12	143.49 / 0.39	6.83 / 0.61
Юра	Поздняя	Титонский	24	9	151.30 / 0.49	7.81 / 0.63
		Кимериджский	25	14	155.44 / 0.32	4.14 / 0.59
		Оксфордский	27	17	161.37 / 0.35	5.93 / 0.47
	Средняя	Келловейский	25	11	165.07 / 0.52	3.70 / 0.63
		Батский	22	9	169.21 / 0.50	4.14 / 0.72
		Байосский	24	15	175.95 / 0.46	6.74 / 0.68
		Ааленский	23	9	180.28 / 0.58	4.33 / 0.74
	Ранняя	Тоарский	23	11	187.79 / 0.52	7.51 / 0.78
		Плинсбахский	23	16	196.41 / 0.43	8.62 / 0.67
		Синемюрский	22	15	202.93 / 0.43	6.52 / 0.61
Геттангский	49	18	206.66 / 0.41	3.73 / 0.59		
Триас	Поздняя	Рэтский	15	7	216.77 / 0.74	10.11 / 0.85
		Норийский	19	14	221.93 / 0.56	5.16 / 0.93
		Карнийский	24	18	230.11 / 0.48	8.18 / 0.74
	Средняя	Ладинский	18	15	235.43 / 0.49	5.32 / 0.69
		Анизийский	23	18	241.05 / 0.48	5.62 / 0.69
	Ранняя	Оленёкский	3	3	242.87 / 0.48	1.82 / 0.68
		Индский	47	19	247.28 / 0.53	4.41 / 0.72
Пермь	Поздняя	Татарский	18	7	253.50 / 0.57	6.22 / 0.78
		Казанский	5	2	256.15 / 1.58	2.65 / 0.81
		Уфимский	22	13	257.56 / 0.54	1.41 / 0.70
	Ранняя	Кунгурский	16	6	262.90 / 0.87	5.34 / 1.02
		Артинский	15	10	269.99 / 0.69	7.09 / 1.11
		Сакмарский	9	8	280.81 / 0.65	10.82 / 0.95
		Ассельский	45	13	287.89 / 0.43	7.08 / 0.78
Карбон	Поздняя	Гжельский	7	4	296.38 / 1.31	8.49 / 1.38
		Касимовский	18	14	300.15 / 0.56	3.77 / 1.42
	Средняя	Московский	9	4	313.32 / 0.86	13.17 / 1.03
		Башкирский	19	10	319.32 / 0.67	6.00 / 1.09
	Ранняя	Серпуховский	22	8	332.66 / 0.64	13.34 / 0.93
		Визейский	15	8	351.84 / 0.83	19.18 / 1.05
		Турнейский	50	15	361.17 / 0.55	9.33 / 1.00

Окончание табл. 27

Период	Эпоха	Век	Количество датировок	Использовано датировок	Начало века / ошибка, млн. лет	Длительность века / ошибка, млн. лет
Девон	Поздняя	Фаменский	16	7	366.12 / 0.79	4.95 / 0.96
		Франский	24	16	373.99 / 0.54	7.87 / 0.96
	Средняя	Живетский	15	8	380.90 / 0.73	6.91 / 0.91
		Эйфельский	24	14	387.82 / 0.58	6.92 / 0.93
	Ранняя	Эмский	15	7	392.21 / 0.83	4.39 / 1.01
		Зигенский	14	7	400.73 / 0.75	8.52 / 1.12
Жединский		50	22	408.35 / 0.45	7.62 / 0.87	
Силур	Поздняя	Даунтонский	12	8	413.26 / 0.59	4.91 / 0.74
		Лудловский	18	11	421.55 / 0.63	8.29 / 0.86
	Ранняя	Венлокский	16	13	426.15 / 0.61	4.60 / 0.88
		Лландоверский	51	29	436.06 / 0.41	9.91 / 0.73
Ордовик	Поздняя	Ашгильский	17	10	444.68 / 0.69	8.62 / 0.81
		Карадокский (п)	3	3	450.00 / 1.27	5.32 / 1.45
		Карадокский (р)	22	8	456.93 / 0.79	6.93 / 1.50
	Средняя	Лландейльский	16	7	466.26 / 0.89	9.33 / 1.19
		Лланвирский	19	7	478.18 / 0.84	11.92 / 1.22
	Ранняя	Аренигский	21	15	490.45 / 0.49	12.27 / 0.97
		Тремадокский	45	13	507.95 / 0.61	17.50 / 0.78
	Кембрий	Поздняя	Тремпелионский	5	0	509.86 / 0.96
Франконский			6	6	511.77 / 0.89	1.91 / 0.95
Дресбахский			17	9	522.04 / 0.67	10.27 / 1.11
Средняя		Майский	5	3	530.37 / 1.21	8.33 / 1.38
		Амгинский	16	9	542.16 / 0.74	11.79 / 1.42
Ранняя		Ленский	5	3	557.07 / 1.73	14.91 / 1.88
		Алданский	4	2	560.00 / 1.51	2.93 / 1.45
		Томмотский	46	20	569.64 / 0.48	9.64 / 1.58

Примечание. Фазы: (п) – поздняя; (р) – ранняя.

На основании данных табл. 27 построена гистограмма распределения веков фанерозоя по длительности (рис. 70), которая и является предметом последующего обсуждения и анализа.

По оси времени на рис. 70 отложена продолжительность веков Δt в миллионах лет, а по оси ординат – число веков фиксированной длительности. Из 97 веков фанерозоя табл. 27 на рис. 70 нашли отражение 95. Два века – визе и тремадок продолжительностью более 17 млн. лет нами не показаны. Для повышения статистической точности гистограмма построена с шагом по времени равным 1 млн. лет.

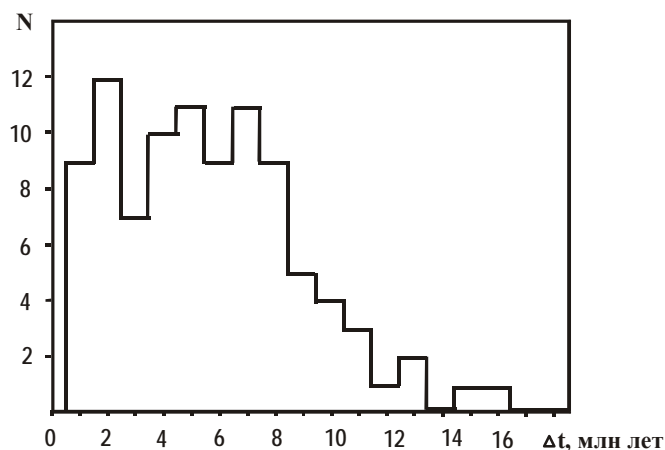


Рис. 70. Распределение веков фанерозоя по длительности

Количественную интерпретацию гистограммы $N(\Delta t)$ на рис. 70 и извлечение из нее содержательной информации выполним с использованием специальной интерпретационной модели (Баренбаум, 1994).

7.1.3. Интерпретационная модель

Рассмотрим следующую модель. Допустим, что в околоземном пространстве имеется некоторая плотность n достаточно крупных космических тел, с которыми эпизодически сталкивается Земля в процессе движения вокруг Солнца. Пусть величина n слабо меняется во времени, а столкновения этих тел с Землей носят случайный характер, т.е. могут быть охарактеризованы средним периодом T_0 и дисперсией σ_0 .

Если при этих предположениях построить функцию распределения интервалов времени между моментами последовательных падений тел на Землю, то получилась бы зависимость, показанная кривой «1» на рис. 71. В случае большого числа испытаний, эта зависимость должна иметь вид функции Гаусса, которая будет сдвинута от начала координат на расстояние $1/2T_0$ и, вследствие сложения вероятностей двух случайных величин, будет характеризоваться дисперсией $\sigma = \sqrt{2} \sigma_0$.

Предположим, что, в силу каких-то причин, например, плохой сохранности или слабой выраженности геологических последствий падений космических тел на Землю, часть из них оказалась незамеченной. Для простоты допустим, что из каждых двух падений удастся зафиксировать лишь одно. В этом случае вместо распределения 1 получим другое распределение, показанное на рис. 71 кривой 2. Теперь оно будет уже состоять из $m = 2$ дискретных максимумов, разнесенных во времени на величину T_0 . Первый мак-

симум будет отвечать регистрации каждого двух падений подряд, а второй – через одно падение. Дисперсия обоих максимумов останется прежней, а их амплитуда в два раза уменьшится.

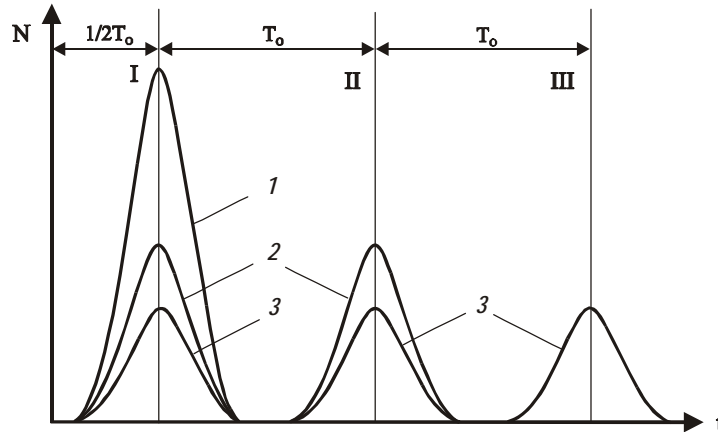


Рис. 71. Интерпретационная модель: 1, 2, 3 – варианты модели ($m = 1, 2, 3$); максимумы: I – регистрация всех событий без исключений, II – пропуск одного события, III – пропуск двух событий подряд

Усложним нашу модель и допустим, что с равной вероятностью из каждых трех падений регистрируется только одно. В результате придем к новому распределению с $m = 3$ максимумами той же дисперсии, но меньшей амплитуды – кривая 3 на рис. 71. В данном распределении максимум I соответствует случаю фиксации двух последовательных падений, максимум II – случаю регистрации событий через падение, а максимум III – пропуску двух падений подряд с регистрацией лишь каждого третьего события.

Поскольку общее количество падений N_0 не зависит от того, сколько из них регистрируется, между амплитудами (площадями) максимумов при разных вариантах модели должно выполняться условие

$$N_0 = \sum_{k=1}^m k N_k \quad (7.1)$$

и, следовательно,

$$N_m = \frac{2}{m(m+1)} N_0. \quad (7.2)$$

В частности, для второй модели будем иметь амплитуду максимумов $N_2 = N_0/3$, а для третьей – $N_3 = N_0/6$.

Данное рассмотрение при желании легко продолжить как для варианта модели $m > 3$, так и для более сложного случая, когда вероятность регистрации каждого последующего события является условной и зависит от вероятности фиксации предыдущего.

На рис. 72 предложен вариант интерпретации эмпирической гистограммы рис. 70 с использованием изложенной выше модели в виде системы из 6 дискретных максимумов с суммой площадей пиков $N_0 = 95$ в соответствии с данными табл. 28.

Таблица 28. Параметры интерпретационной модели

Параметры пиков	Номер максимума					
	I	II	III	IV	V	VI
Сдвиг по времени, млн. лет	1.45	4.35	7.25	10.15	13.05	15.95
Амплитуда пика	11.0	11.0	11.0	3.2	1.4	0.4
Площадь пика	27.5	27.5	27.5	8.0	3.5	1.0

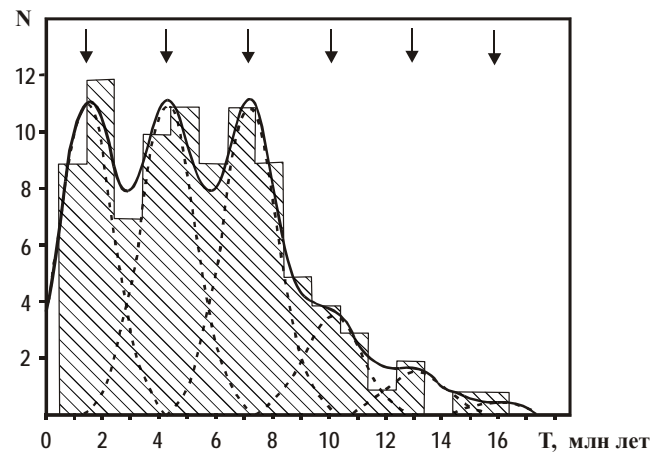


Рис. 72. Аппроксимация эмпирической гистограммы (заштрихована) теоретической функцией распределения согласно модели (табл. 28): стрелки вверх обозначают положения максимумов по оси времени

Положения максимумов на оси времени указаны на рисунке вверх стрелками. Расстояния между максимумами жестко фиксировано и для всех пиков, начиная со второго, соответствует удвоенному расстоянию первого пика от оси ординат. Все 6 максимумов описаны кривыми Гаусса с одной и той же величиной дисперсии $\sigma = 1.0$ млн. лет. Высоты пиков выбраны из

соображений наилучшего описания гистограммы теоретической кривой при равенстве площадей обоих распределений.

На рис. 72 видно, что предложенная модель с параметрами $T_0 = 2.9$ млн. лет и $\sigma_0 = 0.7$ млн. лет позволяет более чем удовлетворительно описать фактическое распределение веков по длительности на рис. 70.

Столь хорошая аппроксимация эмпирических данных теоретической кривой, на наш взгляд, стала возможной вследствие того, что такая интерпретационная модель отражает две наиболее существенные стороны реального процесса. Во-первых, – это случайный характер столкновений Земли с межпланетными космическими телами. И, во-вторых, – вероятностный характер фиксации этих событий в геологии.

Последнее обстоятельство математически учтем следующим образом. Пусть имеется случайный непрерывный процесс падений космических тел, который можно представить последовательностью чисел $j = 1, 2, m$ и т.д. Предположим, что каждое из таких событий регистрируется нами с вероятностью p_j , где отсчет номеров ведется от произвольного момента времени в прошлом, в качестве которого может быть выбрано любое из предыдущих падений.

Тогда, для всех 6 максимумов (табл. 28) можем записать

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 p_1 (1 - p_2)(1 - p_3) \quad ; \\ N_2 &= N_0 (1 - p_1) \cdot p_2 (1 - p_3) \quad ; \\ N_3 &= N_0 (1 - p_1)(1 - p_2) \cdot p_3 \quad ; \end{aligned} \quad (7.3)$$

и далее для $m > 3$

$$N_m = N_0 \prod_{j=1}^{m-1} (1 - p_j)^{m-1} p_m \quad (7.4)$$

В этих формулах через N_0 обозначено общее количество событий за время анализа

$$N_0 = \frac{T}{T_0} \quad , \quad (7.5)$$

где T_0 – средний период времени между падениями, $T = 570$ млн. лет – продолжительность фанерозоя.

Выражения (7.1) – (7.5) и данные табл. 28 позволяют рассчитать все основные параметры интерпретационной модели. Так, на основании формул (7.3) и равенства площадей трех главных максимумов табл. 28 можно установить, что распределение длительности веков фанерозоя вполне хорошо

соответствует случаю $p = \text{const}$, когда вероятность обнаружения последующего события не зависит от наличия предыдущего.

Это означает, что каждое из падений космических тел на Землю характеризуется сравнительно коротким временем «последствия» τ , где $\tau \ll T_0$, в течение которого природная система планеты очень слабо откликается на новое падение.

О существовании такого времени, прежде всего, заставляет говорить характер гистограммы на рис. 70. По этой гистограмме видно, что в области малых времен эмпирическое распределение в отличие от теоретической кривой полностью лишено событий.

Отчасти последний эффект может быть обусловлен применявшимся С.Л. Афанасьевым способом нахождения средних значений веков, однако он также может быть вызван и величиной «мертвого времени» τ системы. Если даже приписать весь эффект последней причине, то, как следует из гистограммы рис. 72, величина τ не превысит $\sim 2 \cdot 10^5$ лет. Это на порядок меньше периода цикличности T_0 , так что эффекты просчетов в дальнейшем нами приниматься во внимание не будут.

Наиболее важными параметрами используемой модели наряду с периодом T_0 являются также общее число произошедших событий N_0 и вероятность p_0 их фиксации в качестве границ веков (табл. 28).

Для определения величины N_0 применим два независимых способа.

Способ 1. Подставляя в формулу (7.1) значения площадей всех 6 пиков (табл. 28), имеем

$$N_0 = 1 \cdot 27.5 + 2 \cdot 27.5 + 3 \cdot 27.5 + 4 \cdot 8.0 + 5 \cdot 3.5 + 6 \cdot 1.0 = 220. \quad (7.6)$$

Способ 2. Принимая продолжительность фанерозоя $T = 570$ млн. лет и полагая $T_0 = 2.9$ млн. лет, по формуле (7.5) находим

$$N_0 = \frac{570}{2.9} = 197 \quad (7.7)$$

Обе оценки N_0 в пределах статистической погрешности исходных данных $\delta(N_0) = N_0^{1/2}/N_0 = 10.3\%$ оказались близкими. Последняя оценка все же точнее. Поэтому с достаточной для последующих расчетов точностью примем $N_0 = 200$ событиям.

Величину вероятности p_0 также определим несколькими разными способами.

Способ 1. На основании формулы (7.4) для трех последних максимумов табл. 28 должно выполняться соотношение

$$1 - p_0 = \frac{N_j}{N_{j-1}}. \quad (7.8)$$

Подставляя в (7.8) среднее значение отношения величин площадей этих максимумов, находим $p_0 = 0.66 \pm 0.26$. Из-за очень низкой статистической точности гистограммы на «хвосте» распределения, данный способ определения p_0 менее надежен.

Способ 2. Величина p_0 просто вычисляется как отношение

$$p = \frac{N}{N_0} = \frac{95}{200} = 0.475. \quad (7.9)$$

Способ 3. На основании формул (7.3) для определения величины p_0 может быть составлено алгебраическое уравнение

$$p^3 - 2p^2 + p - \frac{N_j}{N_0} = 0. \quad (7.10)$$

Решая это уравнение для $N_j = 27.5$ и $N_0 = 200$, находим $p_0 = 0.445$.

Учитывая достаточно высокую надежность измерения площади первых трех максимумов табл. 28 и слабое влияние на конечный результат принятого значения N_0 , величину p_0 , рассчитанную по формуле (7.10), следует рассматривать как наиболее точную.

Заметим, что при всей своей высокой точности значение $p_0 = 0.445$ служит оценкой лишь средней вероятности (надежности) выявления тех или иных импактных событий по геологическим данным. Сама же величина этой вероятности для разных событий варьирует в очень широких пределах. Практически от $p_0 = 1$ для рубежей, характеризующихся в табл. 27 числом независимых датировок ~50–80, до очень низких значений p_0 для событий, выделенных авторами всего 2–3 публикаций.

7.1.4. Предварительное обсуждение

Анализируя полученные результаты, подчеркнем два важных обстоятельства. Первое связано с тем, что при вычислении параметров N_0 и p_0 мы сознательно использовали разные, не сводящиеся один к другому способы расчета, которые дали хорошо согласующиеся оценки.

Такое совпадение, на наш взгляд, вряд ли было бы возможным в случае неадекватности использованной модели. Поэтому сам факт этого совпадения должен свидетельствовать, что модель с параметрами $N_0 = 200$, $T_0 = 2.9$ млн. лет и $p_0 = 0.45$, не только способна описать распределение веков фанерозоя по длительности, но и, что гораздо важнее, правильно отражает саму природу исследуемого феномена.

Второе существенное обстоятельство заключается в том, что рубежи некоторых веков табл. 27 выступают также границами более крупных подразделений геохронологической шкалы: эпох и периодов, получивших объяснение ранее на основе галактической модели (глава 2). Поэтому физические механизмы циклов длительностью 1–10 млн. лет и 20–250 млн. лет

должны иметь много общих черт и вызываться, по-видимому, близкими по своей природе космическими причинами.

Анализ с изложенных позиций геологических катастроф разного ранга, имевших место в фанерозое, приводит к следующим выводам.

1. На протяжении последних 570 млн. лет Земля подвергалась сильным воздействиям извне, вызванным падениями на ее поверхность крупных космических тел. Эти события имели для Земли очень серьезные последствия и получили отражение в геологии в качестве границ геохронологической шкалы, начиная с веков (ярусов) и выше.

2. В течение фанерозоя произошло около 200 таких падений, средний интервал времени между которыми составил 2.9 млн. лет. Средняя вероятность отнесения этих событий к границам веков имеет величину 0.45. То есть более половины падений тел, отвечающих разряду веков, в геохронологической таблице фанерозоя оказывается пропущенным.

3. Падения на Землю космических тел могли быть как одиночными, так и носить групповой характер. Групповые воздействия приходились на сравнительно короткие (~1–4 млн. лет) времена пребывания Солнечной системы в струйных потоках Галактики и нашли отражение в геохронологической шкале на уровне границ ее периодов (систем) и эпох (отделов). Все такие события для фанерозоя сегодня выделены с высокой достоверностью ($p \cong 1$), а соответствующие им границы характеризуются наибольшим количеством датировок. Эпох массовых падений на Землю космических тел в фанерозое было 24 (глава 2).

4. Подавляющее большинство событий, отвечающих границам веков, происходили во времена, не связанные с моментами нахождения Солнца в струйных потоках Галактики. Обусловлены эти события, главным образом, столкновениями Земли с одиночными межпланетными космическими телами – кометоастероидами (глава 5).

5. Концентрация этих тел в околоземном космическом пространстве на протяжении фанерозоя менялась не существенно, и их падения на планету носили во времени сугубо случайный характер. Геологические последствия одиночных падений были более локальными, что стало причиной их выделения лишь в ограниченном числе регионов Земли.

7.1.5. Природа одиночных космических тел

Интересующий нас вопрос сводится к тому, являлись ли падавшие тела – кометами или астероидами? То есть содержали они в своем составе больше кометных льдов или каменистого астероидного вещества. Ответ на данный вопрос важен с точки зрения возможных последствий падения этих тел на Землю. Так, если крупные астероиды достигают поверхности Земли, практически не теряя массы (Мелош, 1994; Svetsov et al.,

1995), то ледяные ядра комет в воздушной оболочке планеты разрушаются, а их вещество распыляется и рассеивается (см. главу 4).

Следует различать два основных вида комет: «первичные» кометы струйных потоков, и «вторичные» кометы Солнечной системы (главы 4 и 5). Первые являются телами галактического происхождения, сформировавшимися за пределами Солнечной системы и доставленными к ней вместе с другими объектами галактических струй. Вторые – это захваченные притяжением Солнца кометоастероиды – продукты столкновений комет Галактики с телами астероидного пояса.

Напомним, что все без исключения наблюдавшиеся кометы относятся к объектам второго типа. Возникли они, главным образом, в период последнего пересечения Солнцем струйного потока Ориона-Лебедя. В отличие от высокоскоростных галактических комет, захваченные Солнцем вторичные кометы обязательно содержат в составе своих ядер наряду с льдами и пылью большее или меньшее количество твердого обломочного материала астероидов. В зависимости от величины и направления скорости, приобретенной этими кометами в момент рождения, их подразделяют на долгопериодические и короткопериодические.

Долгопериодические кометы характеризуются большим орбитальным периодом, имеют сильно вытянутые орбиты и практически всю жизнь проводят далеко за пределами планетной системы. После первого же оборота вокруг Солнца эти кометы, как правило, приобретают разомкнутые траектории и уже больше назад не возвращаются.

Короткопериодические кометы, наоборот, никогда не покидали межпланетного пространства и в настоящее время смогли сохраниться на расстоянии от Солнца, превышающем орбиту Юпитера. Случайные тесные сближения с Юпитером и другими большими планетами отклоняют траектории этих комет в сторону Солнца, и тогда их наблюдают как кометы, принадлежащие семейству отбросившей их планеты. После многократных пролетов на удалении, меньшем 2.5 а.е. от Солнца, ледяные ядра комет испаряются и на их месте остаются рои астероидов, практически ничем не отличающиеся от тел астероидного кольца.

Таким образом, наш краткий анализ показывает, что ни галактические кометы, ни обе разновидности комет Солнечной системы не могут являться теми космическими телами, чьи падения на Землю фиксируются как границы веков геохронологической шкалы. Поэтому на роль таких тел могут претендовать только астероиды.

Ранее (глава 5) отмечалось, что 98% всех известных астероидов сегодня сконцентрировано в кольцевой области пространства между орбитами Марса и Юпитера, где они могут находиться с момента своего образования. Однако в периоды бомбардировок Солнечной системы галактическими кометами отдельные астероиды, как и их обломки размерами до первых десятков

километров, вполне могут покидать астероидный пояс и поступать в межпланетное пространство.

Но долго существовать вне кольца астероиды не могут – рано или поздно они за время 10^7 – 10^9 лет захватываются планетами и тогда либо выпадают на их поверхность, либо под действием притяжения планет получают ускорение и навсегда покидают Солнечную систему.

Предложенная интерпретация данных табл. 27 в целом хорошо согласуется с результатами астрономических наблюдений. Имеется, правда, одно дополнительное условие, связанное с требованием слабой изменчивости во времени числа космических тел в межпланетном пространстве. Это требование означает, что на протяжении фанерозоя концентрация крупных астероидных тел в околоземном космическом пространстве должна выдерживаться примерно постоянной: $n \approx \text{const}$.

Физически это условие сводится к выполнению неравенства

$$\tau \geq \Delta T = (2 \div 4) \cdot 10^7 \text{ лет}, \quad (7.11)$$

где ΔT – интервал времени между последовательными моментами попадания в Солнечной системы в струйные потоки Галактики.

Как показано в главе 5 на примере групп астероидов, далеко проникающих в глубь планетной системы Солнца и достигающих Марса (Амурцы), Земли (Атонцы), Венеры и даже Меркурия (Аполлонцы), требование (7.11) вполне выполнимо и не является для нашей модели сколько-нибудь существенным ограничением.

7.1.6. Диаметр, масса и энергия одиночных астероидов

Рассчитаем теперь возможные размеры астероидных тел, с которыми время от времени сталкивалась наша планета, и оценим их концентрацию в околоземном космическом пространстве.

Частота случайных столкновений Земли с астероидами в ходе ее движения по орбите вокруг Солнца может быть рассчитана по формуле

$$\nu = \frac{1}{T} = \pi \alpha^2 V n_0, \quad (7.12)$$

где n_0 – концентрация астероидных тел в околоземном пространстве; V – средняя скорость движения тел относительно Земли; T_0 – средний период времени между столкновениями; $\alpha = r_3 \sqrt{1 + (v/V)^2}$ – эффективный радиус столкновения тел с Землей, здесь $r_3 = 6.37 \cdot 10^3$ км – радиус Земли, $V = 11.2$ км/с – параболическая скорость у земной поверхности.

Полагая время $T_0 = 2.9$ млн. лет известным, а величину V равной средней внеатмосферной скорости метеоров $V = 30$ км/с (Бабаджанов, 1987), по формуле (7.12) находим

$$n_0 = 2.86 \cdot 10^{-24} \text{ км}^{-3}. \quad (7.13)$$

Интересно сопоставить значение (7.13) с концентрацией тел $n(D)$ в астероидном поясе. Нормируя выражение (4.10) на объем пространства, занятого поясом астероидов $W = 1.6 \cdot 10^{26} \text{ км}^3$ (Симоненко, 1985), имеем

$$n(D) = \frac{N(D)}{W} = 6.25 \cdot 10^{-22} D^{-2}. \quad (7.14)$$

Подставив значение (7.13) в формулу (7.14), получаем, что величина n_0 формально соответствует концентрации в астероидном кольце тел диаметром $D_0 > 16.5 \text{ км}$. Поскольку количество астероидов за пределами кольца значительно уступает их числу в самом кольце, эта оценка, очевидно, сильно завышена. Чтобы получить правильную величину критического диаметра астероидов D_0 , необходимо пользоваться функцией распределения астероидных тел по размерам $n'(D)$, которая была бы применима к околоземному космическому пространству и к тому же усреднена по времени для последних 570 млн. лет.

На основании выводов главы 5 относительно вида функции $n'(D)$ можно высказать два достаточно обоснованных предположения. Во-первых, это распределение должно быть обратно квадратичным по параметру D и, во-вторых, характеризоваться меньшим по сравнению с формулой (5.12) значением предстепенного множителя.

Величину этого множителя приближенно определим, исходя из современного распределения астероидов в Солнечной системе. Учитывая, что вне астероидного кольца находится 2% всех известных астероидов, а занимаемая ими область пространства сопоставима по объему с самим кольцом, можно принять, что сегодня их пространственная плотность во внутренней области Солнечной системы в $\beta \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ раз меньше, чем внутри кольца. Полагая также, что концентрация крупных астероидов в околоземном пространстве на протяжении всего фанерозоя была как в современную эпоху, функцию $n'(D)$, км^{-3} , можно представить в виде

$$n'(D) = \beta n(D) \approx (0.63 \div 1.25) \cdot 10^{-23} D^{-2}. \quad (7.15)$$

Подставляя значение (7.13) в формулу (7.15), получаем более реалистичную оценку критического размера астероидных тел

$$D_0 = 1.5 \div 2.1 \text{ км}. \quad (7.16)$$

Величину диаметра D_0 можно найти иным способом с привлечением информации геологического характера. С этой целью обсудим некоторые возможные последствия, связанные с падением на Землю астероидов указанных выше минимальных размеров.

Известно, что подавляющее большинство падающих на Землю космических тел при входе в плотные слои атмосферы разрушаются, тормозятся, сильно разогреваются и чаще всего сгорают, так и не достигнув земной поверхности. И только очень небольшое их количество, потеряв значительную часть своей массы, при определенных условиях падает на Землю в виде метеоритов (Симоненко, 1979; Бронштэн, 1987).

Однако очень прочные и крупные астероиды, чьи размеры достигают многих сотен метров, в процессе падения не успевают существенно замедлиться и заметно изменить доатмосферную массу. Поэтому величина энергии, выделяющейся при их ударе о поверхность Земли, в первом приближении может быть рассчитана по формуле

$$E = \frac{1}{2}MV^2 = \frac{\pi}{12}\rho D^3V^2, \quad (7.17)$$

где M – масса астероида, ρ – плотность его вещества, V – скорость астероида в момент удара о земную поверхность (рис. 73).

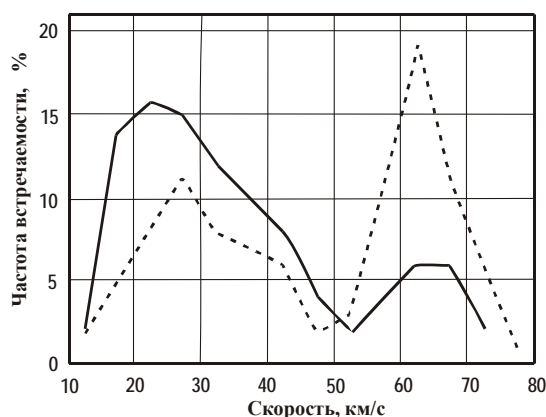


Рис. 73. Распределение внеатмосферных скоростей метеорных тел по фотографическим наблюдениям (Бабаджанов, 1987): сплошная линия – яркие метеоры, прерывистая – метеоры, светящиеся слабо. Левый максимум соответствует догоняющим Землю телам, правый – встречным

Поскольку скорость удара $V = 11.2\text{--}70$ км/с (см. рис. 73), при диаметре тел $D = 1.5\text{--}2.1$ км любое столкновение с нашей планетой как каменных ($\rho = 3.0\text{--}3.5$ г/см³), так и железных ($\rho = 7.5\text{--}8.0$ г/см³) астероидов сопровождается «мгновенным» выделением энергии

$$E \sim 10^{21}\text{--}10^{23} \text{ Дж.} \quad (7.18)$$

Эта величина сопоставима с современным энерговыделением Земли (Сорохтин, Ушаков, 1991) вследствие сейсмических движений $1.05 \cdot 10^{18}$ Дж/год, вулканической активности $2.4 \cdot 10^{18}$ Дж/год и горообразовательной деятельности $7.25 \cdot 10^{18}$ Дж/год вместе взятых за 10^2 – 10^4 лет.

Поэтому столкновения с крупными астероидами представляют для нашей планеты серьезную катастрофу вне зависимости от того, приходится ли удар на водную гладь океана или твердую поверхность суши. Во всех случаях (Крживский, 1984; Adushkin, Nemchinov, 1994; Космические, 2005) такое падение должно приводить к испарению и выбросу в стратосферу Земли огромных количеств газа и (или) пыли. Это влечет за собой резкое глобальное изменение климата планеты, массовую гибель живых организмов, а также ряд других важных последствий, которые при современной геологической изученности Земли не остаются незамеченными.

Случай падения крупного астероида на сушу важен тем, что в месте удара, обычно, остается «вещественное доказательство» в виде кратера значительных размеров. Расчетная зависимость радиуса кратера $R_{кр}$, километры, от энергии астероида, джоули, показана на рис. 74.

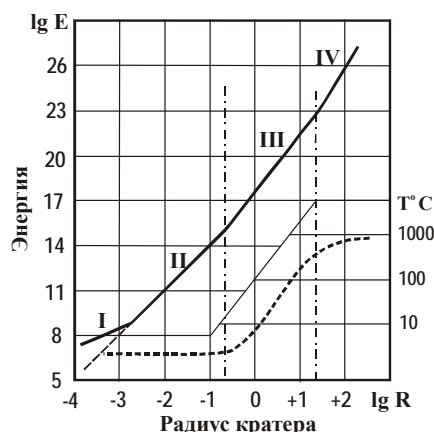


Рис. 74. Зависимости радиуса земных кратеров (сплошная линия) и температуры разогрева горных пород при образовании кратера (пунктирная линия) от кинетической энергии астероидов (Бялко, 1989)

Начальный участок (I) на графике соответствует сравнительно мелким астероидам ($M \leq 10^5$ г), которые при прохождении земной атмосферы теряют заметную часть энергии на торможение, что приводит к уменьшению размеров кратера. Для более массивных тел торможение не играет существенной роли.

При энергии $E \leq 10^{15}$ Дж (участок II) зависимость $R_{кр}(E)$ оказывается пропорциональной $E^{1/3}$, а основная доля энергии астероида расходуется на разрушение горных пород в месте удара.

При энергиях выше этого порога (участок III) энергия астероида, главным образом, идет на выброс пород из кратера и их частичный разогрев. Для данного участка кривой характерна более пологая зависимость диаметра воронки от энергии, приближающаяся к $E^{1/4}$.

И, наконец, в случае $E \geq 10^{23}$ Дж (участок IV) происходит значительное плавление пород, а зависимость $R_{кр}(E)$ становится еще более полой.

В соответствии с графиком рис. 74, падения на сушу астероидных тел с энергией 10^{21} – 10^{23} Дж должны приводить к образованию кратеров диаметром $D_{кр} = 10$ – 50 км. Кратеры такого размера обладают двумя важными свойствами. Во-первых, они долгое время противостоят процессам эрозии и, во-вторых, могут быть уверенно обнаружены при детальной космической и наземной геологической съемке.

Воспользуемся данным обстоятельством, чтобы по числу известных на Земле астроблем оценить размеры образовавших их астероидов, а заодно найти концентрацию таких астероидных объектов в околоземном космическом пространстве.

Уже отмечалось, что на нашей планете в настоящее время обнаружено 150 астроблем диаметром от десятка метров до 100 км и более. Подавляющее большинство этих структур возникли в фанерозое, и только 7 крупных кратеров диаметром $D_{кр} > 20$ км характеризуются более древним возрастом.

Располагая известными данными, Р. Грив и М. Денсе (Grive, Dense, 1979) пришли к выводу, что для наиболее хорошо исследованных территорий Северной Америки и Европы плотности распределения крупных кратеров близки. В частности, эти авторы нашли, что на протяжении фанерозоя скорость образования кратеров диаметрами $D_{кр} \geq 20$ км в среднем составляла $(0.36 \pm 0.1) \cdot 10^{-14}$ в год на 1 км^2 для Северной Америки и $(0.33 \pm 0.2) \cdot 10^{-14} (\text{км}^2 \cdot \text{год})^{-1}$ – для Европы.

Обобщив эти результаты, В.Л. Масайтис и М.С. Мащак (1984) заключили, что после учета наблюдательной селекции функция распределения плотности кратеров Земли в диапазоне их диаметров $D_{кр} \geq 1$ км, $(\text{км}^3 \cdot \text{год})^{-1}$, наилучшим образом описывается выражением

$$n(D_{кр}) \approx 1.4 \cdot 10^{-12} D_{кр}^{-2}. \quad (7.19)$$

Учитывая оценочный характер наших расчетов, пренебрежем зависимостью скорости образования астероидных кратеров от широты места (глава 4) и допустим, что распределение (7.19) применимо для всей поверхности нашей планеты. Тогда общее число падений астероидов, приведших к возникновению на Земле наблюдаемого количества крупных кратеров, можем найти как

$$N(D_{кр}) = n(D_{кр}) S T = 4 \cdot 10^5 D_{кр}^{-2}, \quad (7.20)$$

где $S = 5.1 \cdot 10^8 \text{ км}^2$ – площадь поверхности земного шара, $T = 5.7 \cdot 10^8 \text{ лет}$ – продолжительность фанерозоя.

Ранее отмечалось, что в отличие от сложенных прочными скальными породами массивных астероидов, которые, как правило, без помех преодолевают воздушную оболочку нашей планеты, хрупкие ядра комет при входе в плотные слои атмосферы обязательно разрушаются и не способны вызвать образование кратера (см. главу 4).

Поэтому все без исключения многокилометровые кратеры на земной поверхности следует связать с падениями крупных астероидных тел. По данным табл. 28, таких падений за фанерозой было $N_0 \approx 200$, и все они повторялись в среднем через каждые 2.9 млн. лет вне зависимости от бомбардировок Земли галактическими кометами.

Приравнивая число N_0 количеству крупных астероидов $N(D_{кр})$ в формуле (7.20) и решая полученное уравнение, находим значение минимального диаметра кратера $D_{кр} = 45 \text{ км}$.

Чтобы определить по размерам кратера диаметр и энергию образовавшего его астероида, воспользуемся графиком (рис. 74) и формулой (7.17). По графику для радиуса кратера $R_{кр} = 22 \text{ км}$ находим энергию астероида $E_0 \approx 8 \cdot 10^{22} \text{ Дж}$. Полученное значение оказалось близким к верхней границе энергетического диапазона (7.18), рассчитанного исходя из пространственной концентрации тел в астероидном поясе.

Переход от энергии E_0 к размерам астероидных тел из-за больших неопределенностей в знании их скорости удара о земную поверхность не столь однозначен. В частности, для каменных астероидов при скорости $V = 30 \text{ км/с}$ критический диаметр тел составит $D_0 = 4.5 \text{ км}$, а при скорости 60 км/с он уменьшается до 2.8 км . Для железных астероидов величина D_0 в первом случае будет равна 3.5 км и 2.2 км во втором.

Таким образом для тел, выпавших на Землю в фанерозое с периодом $T_0 = 2.9 \text{ млн. лет}$, можем принять

$$D_0 = 3.5 \pm 1.0 \text{ км}. \quad (7.21)$$

Полагая, как и ранее, среднюю плотность вещества астероидов $\rho = 4.0 \text{ г/см}^3$, находим, что масса этих тел должна составлять $M \geq 9 \cdot 10^{16} \text{ г}$.

7.1.7. Обсуждение результатов

Рассмотрим полученные результаты, а также проанализируем ряд вытекающих из них следствий, которые непосредственно могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

1. Концентрация астероидов в околоземном космическом пространстве. Подставляя значение (7.19) в формулу (7.15) и требуя выполнения условия $n'(D) = n_0$, функцию распределения околоземных астероидов по размерам получим в виде

$$n'(D) \approx (3.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-23} D^{-2}. \quad (7.22)$$

Сопоставляя выражения (7.22) и (7.14), находим, что концентрация астероидных тел в околоземном пространстве на протяжении фанерозоя составляла $\sim 6\%$ их современного значения в астероидном кольце. Это в несколько раз выше, чем наблюдается сегодня.

Данное обстоятельство позволяет полагать, что количество астероидов в кольце на протяжении фанерозоя уменьшалось. Так что 570 млн. лет назад концентрация в поясе тел диаметром $D > 1$ км была, по крайней мере, в 3 раза выше, чем сейчас. Поэтому изначальное предположение о постоянстве функции распределения астероидов (7.22) в течение фанерозоя должно, по-видимому, рассматриваться лишь в качестве первого, причем достаточно грубого приближения.

2. Максимальный и средний размеры падавших астероидов.

Предположительный диаметр наиболее крупного из выпавших на Землю в фанерозое астероидов оценим по формулам (7.12) и (7.22).

Полагая средний период столкновений Земли с телами максимального диаметра равным длительности фанерозоя $T_0 = 570$ млн. лет, по формуле (7.12) находим их концентрацию $n_0 = 1.45 \cdot 10^{-25} \text{ км}^{-3}$.

Подставляя это значение в выражение (7.22), получаем диаметр астероида 15.6 ± 4.7 км. При плотности такого тела $\rho = 4.0 \text{ г/см}^3$ его масса достигнет величины $8 \cdot 10^{18} \text{ г}$, а энергия удара о Землю составит $7 \cdot 10^{24} \text{ Дж}$. В случае падения на сушу в месте удара возникнет кратер диаметром 110 км.

Заметим, что из всех обнаруженных сегодня на нашей планете кратеров с известным временем образования близкий к этому размер имеют только две астроблемы: Попигай ($D_{\text{кр}} = 100 \text{ км}$, $t = 39 \pm 9$ млн. лет) у нас в стране и кратер Содбери диаметром 140 км протерозойского возраста ($t = 1850 \pm 150$ млн. лет) в Канаде. Таким образом, выполненный расчет не противоречит имеющимся фактическим данным.

Средний диаметр астероидов, выпадавших на Землю с характерным временем $T_0 = 2.9$ млн. лет, рассчитаем по формуле

$$\bar{D} = \frac{\int_{D_0}^{D_{\text{max}}} D \left(\frac{\partial n}{\partial D} \right) dD}{\int_{D_0}^{D_{\text{max}}} \left(\frac{\partial n}{\partial D} \right) dn} = 2 \frac{D_{\text{max}} D_0}{D_{\text{max}} + D_0} = 5.7 \text{ км} \quad (7.24)$$

Масса таких тел составит $\bar{M} = 4 \cdot 10^{17}$ г, их энергия $\bar{E} = 2 \cdot 10^{23}$ Дж, а образующийся вследствие падения кратер будет иметь диаметр 60 км.

3. Средняя скорость поступления астероидного вещества. Заменяя в формуле (7.12) интегральную плотность астероидов их дифференциальным распределением, для расчета интервала времени T между падениями на Землю тел диаметра $D \pm 1/2 \Delta D$ получим выражение

$$\frac{1}{T} = \pi \alpha^2 V \left(\frac{\partial n}{\partial D} \right) \Delta D = 8.4 \cdot 10^{-6} D^{-3} \Delta D, \quad (7.25)$$

где время T выражено в годах, а значения D и ΔD в километрах.

Массу вещества, поступающего в среднем за год в интервале диаметров астероидных тел ΔD , $\text{г} \cdot \text{км}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}$, определим как $\dot{m} = M/T$. На основании (7.25) нетрудно подсчитать, что

$$\dot{m} = \frac{\pi \rho R^3 \Delta D}{6T} = 1.76 \cdot 10^{10} \Delta D. \quad (7.26)$$

Формула (7.26) показывает, что средняя скорость поступления на Землю астероидной массы, заключенной в телах определенного размера, есть величина постоянная, не зависящая от диаметра самих тел.

Количество астероидного материала, приносимое за год падающими телами всех размеров, найдем как

$$\dot{M} = \int_0^{D_{\max}} \dot{m} dD = 1.76 \cdot 10^{10} D_{\max} = 2.75 \cdot 10^{11} \text{ г/год}. \quad (7.27)$$

По структуре этой формулы видно, что основной вклад в величину \dot{M} дают редкие события, связанные с падением на Землю крупных тел. Мелкие метеориты ($D \ll D_{\max}$) практически не оказывают на конечный результат никакого влияния, поэтому нижний предел интегрирования в (7.27) положен равным нулю.

Суммарная масса астероидного вещества, выпавшего на Землю за фанерозой, составит $1.6 \cdot 10^{20}$ г, что соответствует примерно одной трехмиллионной части массы современной земной коры.

Интересно сопоставить оценку (7.27) с количеством космического вещества, ежегодно выпадающего на Землю в современную эпоху.

Предварительно, однако, заметим, что определение этой величины может быть выполнено как по данным астрономических, так и геохимических измерений. Имеет смысл рассматривать только астрономические оценки, которые основаны на подсчетах падающих сегодня на Землю метеоритных тел. Геохимические методики, к сожалению, не делают различий между поступлением на Землю астероидного и кометного вещества, поэтому их оценки на 2–3 порядка больше астрономических (Бронштэн, 1987).

Детальные астрономические измерения современного притока на Землю космических тел приводят к значению $1.75 \cdot 10^{11}$ г/год (Серпича, 1992). Эта величина в 1.8 раза ниже оценки (7.27). Данный результат, как и меньшая концентрация астероидных тел в околоземном космическом пространстве, указывают на то, что в среднем по фанерозою частота их падений на Землю была выше, чем сейчас. И, следовательно, количество астероидов в Солнечной системе со временем убывает.

4. Энергетический аспект падений. Средняя энергия, получаемая Землей за год, вследствие падений на ее поверхность астероидных тел всех размеров и масс определяется величиной

$$\dot{E} = \frac{1}{2} \dot{M} V^2 = 1.24 \cdot 10^{17} \text{ Дж/год} \quad (7.28)$$

Это составляет ничтожную долю энергии, получаемой планетой от Солнца

$$E_0 = \alpha \cdot 5.4 \cdot 10^{24} = 3 \cdot 10^{24} \text{ Дж/год}, \quad (7.29)$$

где $\alpha = 0.55$ – коэффициент, учитывающий эффекты альбедо.

Энергией выпадающих астероидов можно было бы пренебречь, если бы не ее импульсный характер, когда в течение очень короткого отрезка времени выделяется энергия, значительно превышающая энергию (7.29), поступающую от Солнца. Для очень крупных тел импактной энергии может оказаться достаточно, чтобы геологические последствия их падения приняли общепланетный характер.

Отсюда ясно, что для того чтобы столкновение с астероидом смогло вызвать планетарные последствия, энергия упавшего тела должна быть сопоставима с энергией, которую получает Земля от Солнца за некоторое характерное время τ , необходимое для достаточно глубокой перестройки всей природной системы планеты.

Значение времени τ можем оценить как

$$\tau \approx \frac{\dot{E}}{E_0} = \frac{8 \cdot 10^{22}}{3 \cdot 10^{24}} \approx 10 \text{ сут} \quad (7.30)$$

Порядок величины (7.30) дает основания полагать, что планетарный масштаб катастроф обусловлен не столько иницируемыми падением астероида геологическими процессами, сколько связан с резкими погодными (климатическими) изменениями, в которых главную роль играют мощные атмосферные явления.

В частности, можно ожидать, что испаряющееся при ударе астероида о земную поверхность вещество, поступая в огромных количествах в верхние слои атмосферы, способно сильно ухудшить ее прозрачность к солнечным

лучам. Это должно приводить к уменьшению доли энергии Солнца, достигающей поверхности Земли, что в свою очередь может явиться причиной глобального изменения климата на всей планете.

Таким образом, физический механизм геологических циклов, отраженных в геохронологической шкале на уровне веков, по-видимому, проявляет триггерный характер, при котором величина энергии E_0 несет функцию «порога срабатывания». Для тел с выделением энергии $E > E_0$ климатические, биологические, геологические и другие последствия падений, по-видимому, носят длительно необратимый характер и охватывают весь земной шар целиком, а для тел с меньшей энергетикой ($E < E_0$) эти изменения не столь глобальны и наиболее сильно проявляются лишь на отдельных участках земной поверхности.

5. Геохронологические циклы длительностью $T < T_0$. Согласно формулам (7.15) и (7.23) между энергией импактных событий и периодом их повторения существует тесная связь

$$\frac{E_i}{E_j} = \frac{T_i}{T_j}, \quad (7.29)$$

где индексы i и j относятся к астероидам разных размеров.

С уменьшением масс астероидов частота их падений растет, а промежутки времени между падениями пропорционально снижается. Поэтому и более дробное деление шкалы на ярусы также вызвано падениями на Землю крупных космических тел, только меньших, чем у «критических» астероидов, размеров и масс, и, соответственно, с более низкой энергией. Обнаружить геологические последствия падений мелких тел гораздо труднее, чем крупных. Подавляющее большинство этих событий в геологической истории Земли не зафиксированы.

6. Кратерообразование и циклы. Компилируя формулы (7.17), (7.21) и (7.23), для выпадающих на Землю астероидов разных размеров можем записать систему соотношений

$$\frac{T_i}{T_j} \cong \left(\frac{D_i}{D_j} \right)^3 \approx \left(\frac{D_{\text{кри}i}}{D_{\text{кри}j}} \right)^3. \quad (7.30)$$

Первое из этих соотношений может считаться точным, второе является приближенным и при прочих равных условиях оказывается строгим лишь в пределах линейных участков графика на рис. 74.

Формула (7.30) показывает, что характер распределения астероидных кратеров по размерам в среднем повторяет распределение по диаметрам их образующих тел. Из этих соотношений также следует, что с уменьшением диаметра скорость образования астроблем, как и количество падающих на Землю астероидов, растет по кубическому закону.

Дифференциальный кубический закон распределения астероидных кратеров по диаметрам – это широко распространенный эмпирический факт, установленный для многих планет. Он говорит о том, что повторяющиеся через 1–10 млн. лет падения километровых астероидов – это космическое явление, обычное для всех планет Солнечной системы.

Наиболее принципиальное отличие Земли от других планет обусловлено тем, что на ней имеются океан и атмосфера, а главное – существует жизнь. Эти факторы, особенно последний, делают природную систему нашей планеты весьма «чувствительным» индикатором любых космических воздействий, тем более таких мощных, как падения на ее поверхность крупных астероидных тел.

7.2. Геохронологическая шкала докембрия

К докембрию относят самый ранний период геологической истории Земли от момента планетообразования 4.6 млрд. лет назад до начала фанерозоя. В отличие от фанерозоя (последние 570 млн. лет) отложения пород более древнего возраста изучены в отношении природных циклов много хуже. Вместе с тем аналогичная фанерозою цикличность геологических процессов, происходивших в докембрии, хорошо выявляется и здесь (Баренбаум, Ясаманов, 1995).

В настоящее время существуют две разные версии геохронологической шкалы докембрия: первая на основе мировых данных (Plumb, 1991) утверждена Международной подкомиссией по стратиграфии, а вторая (Семихатов и др., 1991) разработана на материалах России. Эти версии, несколько расширенные с учетом более поздних данных (Глебовицкий, Шемякин, 1995), приведены в табл. 29.

Обе версии шкалы отличаются как общими принципами построения, так и положением отдельных границ во времени. В международной версии принята трехступенчатая система соподчинения стратонов: эон – эра – период, а в качестве подразделений I ранга (эонов) выделены архей и протерозой с границей между ними на рубеже 2500 млн. лет. Российская версия использует четырехступенчатую схему соподчинения, где также сохраняются два главных подразделения докембрия: архей и протерозой с границей 2500 ± 50 млн. лет. Шкалы совпадают лишь до границ II ранга: 3200 (3150 ± 50) и 1600 (1650 ± 50) млн. лет, для границ более высокого порядка различия между версиями очень велики.

Данные табл. 29 свидетельствуют, что разработка стратиграфической шкалы докембрия еще далека от своего завершения, и что единого мнения о том, как проводить границы шкалы, у исследователей нет.

Таблица 29. Сопоставление Международной и Российской версий геохронологической шкалы докембрия

Международная шкала			Российская шкала						
Эон	Эра	Период	Акро-тема	Эоно-тема	Эратема	Система			
Протерозой	Основание кембрия		Протерозой	Верхний	Венд	Верхний			
	Неопротерозой	650				620 15			
		Криогений				Нижний			
		850							
	Мезопротерозой	Тоний							
		1000							
		Стений							
		1200							
		Экстазий							
		1400							
		Калимний							
	Архей	1600							
		Статерий							
		1800							
		Оронзрий							
2050									
Архей	2500								
	Мезоархей								
	3200								
	Палеоархей								
Протерозой	Протерозой	Верхний	Верхний	Верхний	Верхний	Верхний			
						Неопротерозой	650	620 15	
							Криогений	Нижний	
							850		
						Мезопротерозой	Тоний		
							1000		
							Стений		
							1200		
							Экстазий		
							1400		
							Калимний		
						Архей	1600		
							Статерий		
							1800		
							Оронзрий		
2050									
Архей	2500								
	Мезоархей								
	3200								
	Палеоархей								

На рис. 75 сопоставлены расчетные времена геохронологических рубежей позднего рифея (Баренбаум, Ясаманов, 1995) с их датировками изотопными методами по данным С.Л. Афанасьева. Вычисленные положения времен катастроф показаны сверху вертикальными стрелками. Стрелки наибольшей длины соответствуют моментам наиболее сильных галактических воздействий, аналогичных тем, которые в фанерозое наблюдались на границах пермь – триас, палеоген – мел и ордовик – силур. Стрелки промежуточного размера отвечают воздействиям «средней силы», которым соответствуют границы большинства периодов фанерозойской шкалы. И самыми короткими стрелками обозначены эпохи сравнительно «слабых» катастроф, нашедших отражение в геохронологической шкале фанерозоя на уровне ее отделов.

Результаты изотопных определений систематизированы внизу рисунка в виде гистограммы. По оси ординат здесь отложено общее число оригинальных публикаций, авторы которых в качестве границ периодов шкалы выбирают тот или иной временной рубеж.

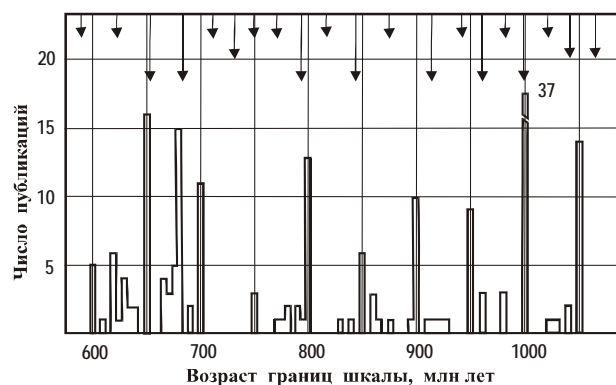


Рис. 75. Сопоставление расчетных моментов попадания Солнечной системы в струйные потоки Галактики с временем геологических катастроф по данным геохронологии для позднего протерозоя

Приводя эту гистограмму, исходим из предположения, что С.Л. Афанасьеву удалось вполне хорошо обобщить результаты исследований возраста древних пород всего земного шара, и в этом смысле данные его обзора являются достаточно полными. Поэтому статистика опубликованных датировок границ может служить объективным показателем не только моментов космических воздействий, но и косвенно свидетельствовать о масштабности их последствий для Земли.

На рис. 76 приведена аналогичная гистограмма датировок рубежей шкалы докембрия, но уже в интервале времен 0.9–2.8 млрд. лет назад.

Анализ данных рис. 75 и 76 в целом подтверждает предположение о корреляции числа публикаций с «силой» космических воздействий. Мы видим, что на начальном участке временной шкалы космические воздействия не только совпадают по времени с эпохами геологических катаклизмов, но и соответствуют им по катастрофичности проявлений. Чем сильнее было воздействие, тем большим числом авторов его момент выделяется в качестве границы геохронологической шкалы.

Вместе с тем на рис. 75 это согласие для времен $t > 800$ млн. лет нарушается появлением в эмпирическом распределении довольно четкой цикличности с периодом 50 млн. лет. Причиной возникшей цикличности, как хорошо видно на рис. 76, по-видимому, являются погрешности определения временного положения рубежей изотопными методами.

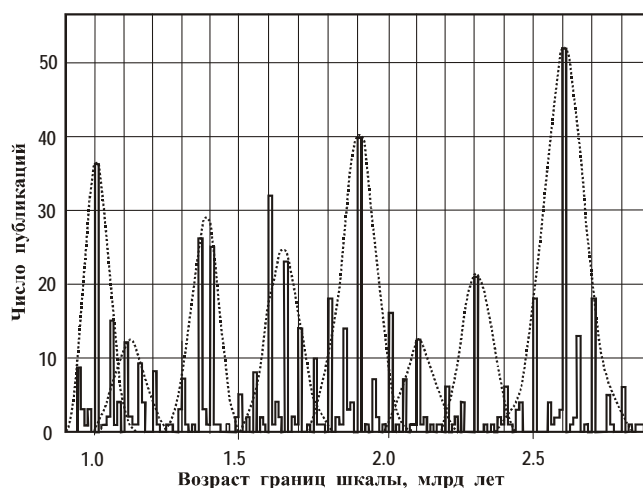


Рис. 76. Частота встречаемости датировок рубежей раннего и среднего протерозоя по публикациям в обзоре С.Л. Афанасьева (1991)

Данные рис. 76 приводят к заключению, что при определении границ шкалы исследователи предпочитают усреднять свои результаты с погрешностью 50 или 100 млн. лет, что неизбежно влечет за собой появление в статистическом распределении опубликованных датировок ложной цикличности данного периода. Причем, если в интервале времен 0.8–1.5 млрд. лет доминирующим оказывается период «округления» 50 млн. лет, то с увеличением возраста он постепенно уступает место периоду в 100 млн. лет. В результате в интервале возрастов $t > 1.5$ млрд. лет пики, кратные 100 млн. лет, получают систематически выше, чем соседние пики кратностью 50 млн. лет.

На фоне частотола пиков за счет эффекта округления реальные события предстают в виде широких перекрывающихся максимумов гауссовой формы. Если оконтурить максимумы так, как это показано на рис. 66 точечными линиями, то центры максимумов попадают на вполне определенные эпохи прошлого (табл. 30). Это либо моменты пролета Солнца через плотные звездные облака, либо времена наиболее интенсивных кометных бомбардировок, которые между моментами взаимодействия Солнца со звездами повторялись с периодом галактического года (см. главы 2 и 3). При этом ширина максимумов соответствует величине относительной дисперсии 2–3% и хорошо сопоставляется с точностью датирования рубежей в геохронологии для докембрия.

Таблица 30. Интерпретация гистограммы рис. 76

Время, млрд. лет	Космическое событие	Количество публикаций К	Катастрофизм события $B = \ln K$
1.0	Пролет звезды	70	4.25
1.13±0.01*	Бомбардировка кометами	51	3.93
1.36±0.01	Бомбардировка кометами	74	4.30
1.59±0.01 1.65	Бомбардировка кометами Пролет звезды	109	4.69
1.88±0.02	Бомбардировка кометами	107	4.67
2.09±0.02	Бомбардировка кометами	30	3.40
2.30±0.02	Бомбардировка кометами	41	3.71
2.6	Пролет звезды	136	4.91

Примечание* Моменты наиболее сильных бомбардировок Земли кометами рассчитаны с учетом медленной эволюции галактической орбиты Солнца во времени.

Число К, суммирующее количество публикаций в отдельных максимумах на рис. 76, рассматривается как «информационный отклик», характеризующий геологическую реакцию Земли на то или иное космическое воздействие. При этом величина $B = \ln K$ служит мерой влияния на Землю отдельных воздействий, позволяя выразить реакцию на них нашей планеты в условных баллах.

Из данных табл. 30 следует, что все основные геологические события протерозоя могут быть охарактеризованы в шкале условных баллов величиной $B > 3.4$. При этом взаимодействия Солнца со звездными облаками в среднем оказывали на Землю воздействия большей силы, чем наиболее интенсивные кометные бомбардировки. Все галактические воздействия мень-

шей силы, отвечающие периодам и более мелким подразделениям шкалы, не превышают уровня «шума».

Заметим, однако, что наряду с изложенной выше существует иная точка зрения на природу циклов длительностью 100 млн. лет. Так, Ю.А. Балашов (2000), опираясь на последние определения возрастов древних пород и метеоритов, находит, что эти циклы в докембрии имеют под собой некую действительно реальную основу.

На рис. 77 приведена статистика опубликованных датировок рубежей для еще более раннего, архейского периода земной истории. Хорошо видно, что наряду с эффектом цикличности в 100 млн. лет на рис. 78 проявляется еще один период наблюдательной селекции 500 млн. лет.

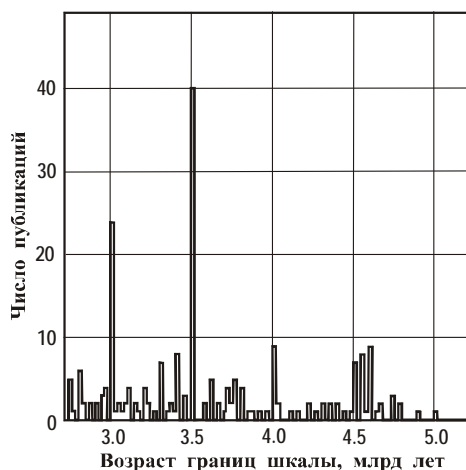


Рис. 77. Частота встречаемости датировок рубежей архея по публикациям в обзоре С.Л. Афанасьева

Данный период, вероятно, возник вследствие включения С.Л. Афанасьевым в свой обзор некоторого числа ранних публикаций с невысокой точностью датирования геохронологических границ.

Наличие цикла 500 млн. лет существенно затрудняет событийную интерпретацию графика на рис. 77. Исключение необходимо сделать лишь для пика 4.6 ± 0.1 млрд. лет назад (глава 6). В космогонической концепции КОСС этот максимум отвечает эпохе повторного цикла образования планет в Солнечной системе. Возраст же Солнца и планет оказывается, по крайней мере, на миллиард лет старше.

В этой связи особо подчеркнем, что все датировки с $t > 4.6$ млрд. лет на рис. 78 не только не могут считаться методически ошибочными, как это сегодня зачастую делают, а должны привлекать к себе самое пристальное внимание (Косыгин, 1986; Чечельницкий, 1989).

Второй цикл планетообразования (см. главу 6) был сопряжен с практически повсеместным и полным плавлением пород земной поверхности. Отверждение этого вещества с образованием ядер современных континентов на Земле началось не раньше 4.2–4.0 млрд. лет назад (Хаин, 2003). Этим процессом, по-видимому, объясняется группа небольших пиков в средней части рисунка. Самый большой пик при $t = 3.5$ млрд. лет, судя по его амплитуде и высокой магматической активности Земли в то время (см. рис. 25), вероятно, связан со следующим после гибели Фазтона воздействием на Солнечную систему звезд.

В отличие от данных рис. 76, гистограмма на рис. 77 не обнаруживает периода 200 млн. лет. Это обстоятельство позволяет предположить, что орбита Солнца в Галактике в архее оставалась еще круговой, а частота падения на Землю крупных астероидных тел была очень высокой.

Таким образом, из нашего анализа следует, что построить хронологическую шкалу для докембрия столь же детальную, как для фанерозоя, вряд ли возможно. С одной стороны, этому препятствует отсутствие в то время строгой периодичности мощных космических воздействий, а с другой – не позволяет точность определения времен этих событий по данным геологии. Причем для раннего докембрия главную роль играет первый фактор, а для позднего докембрия – второй.

7.3. Обратная задача стратиграфической шкалы

Первая стратиграфическая шкала была официально утверждена в 1900 году на VIII сессии Международного геологического конгресса. Главным назначением этой шкалы по замыслу ее разработчиков было отражение всех естественных этапов геологического развития Земли.

За истекшие сто лет стратиграфическая шкала постоянно корректировалась и уточнялась. В настоящее время в ней выделены 3 самостоятельные части: докембрийская, фанерозойская и четвертичная (Гладенков, 2004). Каждая из частей характеризуется своим возрастным диапазоном и ведущим методом расчленения. Возрастные подразделения докембрия длительностью 10^8 – 10^9 лет установлены на основе тектономагматической цикличности. Стратоны фанерозоя продолжительностью 10^6 – 10^7 лет выявлены на основе эволюции органического мира биостратиграфическим методом. А для четвертичного периода ведущим методом расчленения является климатостратиграфический метод.

Однако стратиграфическая шкала оперирует с относительными возрастами стратонов, т.е. устанавливает лишь временную последовательность напластования пород. Поэтому для повышения надежности расчленения геологических отложений разработана шкала геохронологическая, где для каждого из рубежей стратиграфической шкалы методами изотопной геохимии определен абсолютный возраст.

Изложенные выше результаты свидетельствуют, что все события прошлого Земли, положенные в основу рубрикации современной стратиграфической шкалы, отражают не только этапы «внутренней» эволюции нашей планеты, сколько служат индикатором ряда космических явлений, которые циклически повторяются в околосолнечном пространстве и сильно влияют на природные процессы Земли. Физический механизм этого влияния на протяжении существования нашей планеты практически не менялся и сводился к бомбардировкам ее поверхности крупными космическими телами: астероидами и кометами.

Поэтому современная геохронологическая шкала, построенная в виде иерархической системы вложенных друг в друга циклов разной длительности, есть не что иное, как эмпирическая классификация повторявшихся каждые 10^6 – 10^9 лет мощных космических воздействий, ранжированных по трем признакам: 1) по величине выделявшейся на Земле энергии, 2) по преобладавшему типу падавших тел (кометы или астероиды) и 3) по характеру (одиночный или групповой) их падений.

В табл. 31 приведен перечень космических событий, рассматриваемых как причины земных катастроф (Баренбаум, 1994).

Таблица 31. Космические события и их отражение в геохронологической шкале

Космическое событие (причина)	Время (t) или период (T) следования событий	Энергия воздействия на Землю, Дж	Подразделение шкалы
Образование Солнечной системы	$t \geq 6.5$ млрд. лет		
Разрушение Фазтона, (возникновение Луны)	$T = 4.6$ млрд. лет	$> 10^{31}$	
Пролеты Солнца через звездные облака	$t = 3.5; 2.6; 1.65; 1.0$ млрд. лет	а) $\sim 10^{31}$ б) $\sim 10^{29}$	Эон, эонотема
Бомбардировки Солнечной системы галактическими кометами в моменты: <ul style="list-style-type: none"> • прохождения перигалактического участка орбиты • пересечения Солнцем областей звездообразования галактических рукавов • нахождения Солнца в струйных потоках 	$T = 180\text{--}250$ млн. лет $T = 40\text{--}80$ млн. лет $T = 19\text{--}37$ млн. лет	$> 10^{29}$ $\sim 10^{28}\text{--}10^{29}$ $\sim 10^{26}\text{--}10^{27}$	Эра, эратема Период, система Эпоха, отдел
Столкновения Земли с крупными астероидами диаметром > 3.5 км	$T = 2.9 \pm 0.02$ млн. лет	$\geq 10^{22}\text{--}10^{23}$	Век, ярус
Падения на Землю более мелких астероидных тел	$T \sim 0.1\text{--}1.0$ млн. лет	$< 10^{22}$	Подъярус

Нами указано абсолютное время (t) этих катастроф, а в случае повторения однотипных событий – их период следования (T). Также приведена оценка энергии воздействия отдельных событий на Землю и обозначен их «ранг», т.е. соответствие разных событий основным подразделениям геохронологической шкалы.

Чтобы подчеркнуть космическую первопричину геологических циклов, в табл. 31 включены два важных события «предгеологического» времени, обусловленные первым и вторым циклами образования планет Солнечной системы. Хотя геологическая информация об этих событиях крайне скудна, их последствия вполне сохранились во внутреннем строении нашей планеты, составе метеоритного вещества, а также нашли отражение в ряде других закономерностей, присущих сегодня Солнечной системе (глава 6).

На первое место в табл. 31 поставлено событие, связанное с образованием Земли и всей Солнечной системы. Предполагается, что Солнце и планеты возникли практически одновременно из газопылевого вещества в одной из логарифмических ветвей Галактики. Время образования Солнечной системы известно предположительно. В качестве ее возраста указано время отвердевания железных метеоритов второго типа ~6.5 млрд. лет (Соботович, 1974). Однако этот возраст может оказаться ~10 млрд. лет, на что указывают возрасты некоторых метеоритов (Лаврухина, 1992) и звезд Галактики (Марочник, Сучков, 1984).

Галактоцентрическая парадигма предполагает, что после образования Солнце перешло на самостоятельную круговую орбиту, лежащую в галактической плоскости. Со временем эта орбита приобрела форму эллипса, вращающегося вокруг центра Галактики. По этой орбите Солнце движется по сей день, пересекая время от времени струйные потоки и галактические спиральные рукава (см. главу 2). В такие эпохи все объекты Солнечной системы подвергаются интенсивным бомбардировкам галактическими кометами (глава 4) и примерно раз в миллиард лет Солнце взаимодействует с другими звездами Галактики, скачком меняя параметры своей орбиты (см. главу 3).

Одно из таких взаимодействий с близко пролетевшей звездой явилось причиной гибели планеты Фазтон 4.6 млрд. лет назад (см. главу 6). Превращение Фазтона в пояс астероидов, ставших объектами столкновений с галактическими кометами, привело к накоплению около Солнца больших масс нового газопылевого вещества, что вызвало в Солнечной системе повторный процесс планетообразования.

В ходе данного процесса внутренние (по отношению к поясу) планеты в основном теряли вещество, а внешние его набирали. Имеются веские основания полагать (глава 6), что до гибели Фазтона наша планета была покрыта сплошным слоем анортозитовой коры мощностью ~80 км. Однако вследствие бомбардировки обломками Фазтона, Земля потеряла поверхностный слой вещества толщиной 245 ± 10 км, представленный на ~1/3 поро-

дами коры и на $\sim 2/3$ – верхней мантии. Примерно 18% этого вещества, оказавшись на околоземной орбите, смогло аккумулироваться в Луну, а остальное было утеряно. Вместе с ним Земля лишилась $\sim 3/4$ материала своей первичной коры (см. главу 6).

Этот дефицит тугоплавкого анортозитового материала, как мы полагаем, сегодня отчетливо выражен в наличии у Земли континентального и океанического полушарий и присутствии на ее поверхности системы жестких литосферных плит, а также проявляется в целом ряде других особенностей строения литосферы нашей планеты.

После потери Землей большей части материала земной коры, та его часть, что осталась, полностью расплавилась и смешалась с породами мантийного состава. Глубина плавления новой поверхности нашей планеты могла достигать многих десятков километров, что было связано с выделением в этом слое $\sim 5.4 \cdot 10^{30}$ Дж энергии. Суммарная энергия бомбардировавших Землю космических тел оценена $\geq 10^{31}$ Дж.

С момента образования астероидного пояса падения на Землю его тел становится обычным явлением, которое продолжается по сей день. Однако первые сотни миллионов лет после гибели Фаэтона эти падения были столь частыми и обильными, что постоянно дробили и перемешивали поверхностный слой земных пород, не давая ему остывать.

К рубежу 4.2–3.8 млрд. лет назад частота падений и, соответственно, поверхностная температура снизились настолько, что стала возможной консолидация остатков первоначальной коры с формированием ядер будущих континентов. Несколько позднее возникли благоприятные условия и для накопления на земной поверхности свободной воды с образованием Мирового океана (см. далее главу 8).

Вся дальнейшая геологическая эволюция Земли шла в направлении остывания и дифференциации вещества некогда расплавленного слоя земных пород и затухания в нем конвективных движений. Одновременно происходила дальнейшая концентрация наиболее легкого и тугоплавкого анортозитового материала в континентальных блоках.

Эти процессы, однако, время от времени нарушались поступлением на Землю новых порций космического вещества и энергии вследствие воздействий звезд и комет Галактики. Наиболее крупные из таких поступлений были связаны с очередными пролетами Солнца через звездные облака, не вызывавшими уже более разрушения планет.

Некоторые из этих пролетов сопровождались заметными изменениями солнечной орбиты. Начиная с архея, они отмечены самыми мощными в геологической истории Земли эпохами магматизма и рудообразования. В табл. 31 этим событиям соответствуют границы эонов и эонотем.

Выделены два разных физических механизма воздействия звезд на Землю. Первый (а) – непосредственно связан с быстрым изменением орбитальных параметров движения Солнца в Галактике. Очевидно, что даже при

слабом изменении Солнцем первоначального направления движения Земля как целое получает энергетический импульс

$$E = \frac{1}{2} M_3 (V \sin \vartheta)^2, \quad (7.31)$$

где M_3 – масса Земли; V – орбитальная скорость Солнца; ϑ – угол между начальным и конечным направлениями движения Солнца.

Подставляя в (7.31) значения $M_3 = 6 \cdot 10^{27}$ г, $V = 250$ км/с и полагая, для определенности $\vartheta = 1^\circ$, находим $E = 5.1 \cdot 10^{31}$ Дж. Эта величина сопоставима с количеством энергии (Океанология, 1979), выделившейся за всю историю Земли в результате процессов радиоактивного распада $(1.2\text{--}1.5) \cdot 10^{31}$ Дж, дифференциации земного вещества $(1.5\text{--}2.0) \cdot 10^{31}$ Дж и приливного трения от воздействия Луны $\sim 2.8 \cdot 10^{31}$ Дж вместе взятых.

Энергия (7.31), главным образом, шла на изменение параметров орбиты Земли вокруг Солнца, но некоторое ее количество неизбежно рассеивалось в теле планеты, превращаясь в тепло. В первую очередь эта энергия выделялась в зонах планеты с низкой добротностью (Жарков, 1983), из которых основной является внешнее расплавленное земное ядро. Учитывая, что здесь тепло обязательно преобразуется в конвективное движение жидкого вещества ядра, даже $\sim 10^{-4}$ части импульса энергии (7.31) достаточно, чтобы поддерживать генерацию магнитного поля Земли $\sim 10^{19}$ Дж/год (Жарков, 1983) в течение миллиарда лет.

Второй механизм (б) – это бомбардировка Земли крупными астероидными телами. В моменты скачкообразного изменения скорости Солнца астероиды легко теряли устойчивость движения в астероидном поясе и в больших количествах поступали в межпланетное пространство. Наиболее массовые их падения на Землю отмечались вслед за эпохами 3.6, 2.6, в меньшей степени 1.65 и еще меньше 1.0 млрд. лет назад.

На указанные периоды приходятся основные циклы образования на Земле месторождений железистых кварцитов (Голдич, 1975). Принимая во внимание мировые запасы этих руд и повышенный фон содержания железа во всех осадочных породах тех эпох, на нашу планету тогда попало 10^{23} – 10^{24} г железокремнистого материала типично мантийного состава. Если все это вещество собрать и равномерно распределить по земному шару, то получился бы слой толщиной 0.1–1.0 км. Выпадавший астероидный материал, однако, полностью рассеивался и, перемешиваясь с земным веществом, приводил к невиданным по масштабам процессам выветривания и рудообразования (Страхов, 1986).

Вместе с астероидами Земле передавалась энергия $\sim 10^{29}$ Дж. Этой энергии, по-видимому, было достаточно, чтобы в эпохи активного отложения железистых кварцитов поддерживать фон поверхностной температуры на нашей планете на уровне первой сотни градусов Цельсия (Гаррельс и др., 1975). Одновременно в атмосферу Земли поступало большое количество

свободного кислорода – основного продукта (Маркова и др., 1986) ударного испарения пород земной поверхности.

В промежутках между редкими взаимодействиями Солнца со звездами наиболее мощным источником космического воздействия были массовые падения на Землю галактических комет. В фанерозое они случались через 19–37 млн. лет и были приурочены к эпохам пребывания Солнечной системы в струйных потоках Галактики.

Бомбардировки носили характер «кометных ливней», когда за время нахождения Солнца в струйных потоках 1–4 млн. лет на Землю выпадало 10^4 – 10^5 , а иногда и $\sim 10^6$ галактических комет. Самые массовые падения комет имели место на участке перигалактия солнечной орбиты. В истории Земли такие бомбардировки повторялись с периодом галактического года, продолжительность которого возросла от 190 млн. лет в начале архея до современного значения 250 млн. лет.

Кометные падения меньшей интенсивности происходили в эпохи пересечения Солнцем областей звездообразования галактических рукавов. Все такие моменты хорошо совпадают с границами периодов геохронологической шкалы. И, наконец, еще менее интенсивные кометные бомбардировки приурочены к временам нахождения Солнца только в струйных потоках Галактики. Большинство этих событий отражены в стратиграфии и геохронологии как границы отделов и эпох.

Масса галактических комет составляет 10^{12} – 10^{17} г, а их энергия достигает 10^{20} – 10^{25} Дж. Поэтому за один кометный ливень «средней интенсивности» на нашу планету могло поступать 10^{20} – 10^{21} г галактического вещества и 10^{28} – 10^{29} Дж энергии (см. главу 4).

В атмосфере Земли галактические кометы разрушаются, и основная часть их энергии передается породам астеносферы. Этой энергии достаточно, чтобы объяснить все наблюдаемые на нашей планете тектонические, вулканические и сейсмические процессы. В том числе и такие пока еще плохо понятые явления, как образование срединных океанических хребтов и подводных гор (Ильин, 1996), а также синхронное поднятие под континентами земной коры (Артюшков, 1994).

Другое важное следствие кометных бомбардировок состоит в том, что в эти эпохи на Землю поступало большое количество космического вещества, обогащенного химическими элементами, синтезированными в недрах звезд. Об этом веществе позволяют судить кометы Солнечной системы (см. главу 5), сложенные льдами замерзших газов и пыли галактических комет, смешанных с твердым (обломочным) и диффузным (рассеянным и испарившимся) материалом астероидов.

Химический состав ядер наблюдаемых комет по данным спектральных измерений (Каймаков, Матвеев, 1979) с некоторыми нашими исправлениями приведен в табл. 32.

Таблица 32. Химический состав ядер наблюдаемых комет по Каймакову и Матвееву (1979) с изменениями

Соединение	Химическая формула	Состав, % мас.
Вода	H ₂ O	60 – 70
Простые газы	NH ₃ , CH ₄ , CO, CO ₂ , ...	5 – 10
Органические соединения: Нитрилы Альдегиды Органические кислоты Спирты Производные рядов: Ацетиленового (C ₂ H ₂) Этиленового (C ₄ H ₄) Этанового (C ₆ H ₆) Аминокислоты: Глицин Аланин Валин Полимеры типа парафинов с длинными цепями	HCN, CH ₃ CN, ... H ₂ CO, CH ₃ CHO, ... HCOOH, CH ₃ COOH, ... CH ₃ OH, C ₂ H ₅ OH, ... HCCCN, HCCCCH ₃ , ... H ₂ CCO, H ₃ CCCN, ... CH ₃ CHO, C ₂ H ₅ CN, ... NH ₂ CH ₂ COOH CH ₃ CH(NH ₂)COOH (CH ₃) ₂ CHCH(NH ₂)COOH C _n H _{2n+2}	10 – 15
Внутриядерная пыль: Силикаты Графит Оксиды металлов Сульфиды Никелистое железо	SiO ₂ , MgSiO ₃ , Mg ₂ FeSiO ₄ , FeSiO ₃ , (Mg,Fe,Ca)SiO ₃ , ... C FeO, Fe ₂ O ₃ , Fe ₃ O ₄ , ... CS, FeS, MnS ₂ , CaS, ... FeNi	10 – 25

С учетом примеси в составе комет Солнечной системы астероидного материала (см. табл. 32) галактические кометы на 80–90% должны состоять из воды и содержать значительную (10–15%) углеводородную компоненту. Все остальные химические элементы могут присутствовать в кометах в соответствии с космической распространенностью.

Галактическим кометным веществом можно объяснить как изотопный состав основных петрогенных элементов земной коры, так и наличие в осадочных толщах определенного возраста «черных сланцев» – источников широкого спектра полезных ископаемых: нефти, урана, фосфора, золота и др. (Юдович, Кетрис, 1988).

Не останавливаясь на последствиях падений крупных одиночных астероидов, к которым приурочены границы шкалы более мелкого ранга, коснемся еще одного важного вопроса – проблемы геодинамического развития Земли в историческое время (Хаин, 2001). В космогонической концепции КОСС (глава 6) решение этой проблемы также тесно связывается с влиянием на нашу планету мощных космических сил.

В отличие от гравитационных взаимодействий со звездами все остальные космические воздействия табл. 31, так или иначе, вызываются падениями на Землю крупных космических тел. При таком способе воздействий их энергия главным образом диссипирует в поверхностной – литосферной оболочке планеты, откуда ее значительная часть затем в виде тепла излучается в космическое пространство.

Поэтому современное тектоническое состояние литосферы Земли и особенности ее поведения в прошлом можно объяснить с позиций эволюции ведущего физического механизма доставки тепла к земной поверхности. По мере остывания ранее расплавленного верхнего слоя пород конвективный теплообмен, свойственный первому миллиарду лет после образования Луны, постепенно сменился кондуктивным теплопереносом. Одновременно менялся и ведущий геодинамический режим: будучи плюмотектоническим в архее, в протерозое он окончательно превратился в современный – плитотектонический.

Главным механизмом подвода тепла к земной поверхности сегодня, безусловно, выступает теплопроводность, конвекция же вытеснена на окраины литосферных плит и носит явно подчиненный характер. Так, по данным геофизики выделение энергии за счет сейсмичности, вулканизма и горообразования, т.е. основных конвективных процессов составляют ~1% тепловых потерь Земли ($9.8 \cdot 10^{20}$ Дж) через поверхность океанических и континентальных плит (Океанология, 1979).

Время подъема тепла к поверхности Земли посредством теплопроводности может быть оценено как (Жарков, 1983)

$$\tau \approx \frac{h^2}{\chi}, \quad (7.32)$$

где h – глубина залегания тепловыделяющего слоя, χ – коэффициент температуропроводности пород, равный $\chi = 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$.

Полагая, что основной нагрев пород Земли произошел в эпоху гибели Фазтона $\tau = 4.6$ млрд. лет назад, по формуле (7.32) находим, что полученное тогда тепло может сегодня сохраниться в недрах планеты лишь на глубинах $h \geq 380$ км. Подставив в (7.32) время последнего значительного поступления на Землю энергии за счет бомбардировки кометами в триасе ($\tau = 230$ млн. лет), получаем остаточную зону разогрева на глубинах ≥ 85 км. Если учтем время других мощных воздействий, в частности, последнее взаимодействие Солнца со звездами $\tau = 1.05$ млрд. лет назад, то это сместит разогретую зону к отметке $h = 180$ км.

Все три значения глубин оказываются по данным геофизики выделенными. Так, рубеж в ~400 км соответствует максимальной толщине холодной литосферы под современными континентами. А два последних значения

почти совпадают с верхней и нижней границами залегания нагретого астеносферного слоя $\Delta h \approx 100\div 200$ км (Браун, Массет, 1984).

Очевидно, что толщина литосферы и глубина погружения астеносферы во времени менялись. При поступлении на Землю крупных порций космической энергии астеносферный слой поднимался к земной поверхности, а затем по мере остывания литосферы опускался вниз.

Таким образом, современное состояние тектоносферы, как системы холодных и жестких литосферных плит, скользящих по нагретой и пластичной астеносфере, можно рассматривать как неизбежное следствие охлаждения земной поверхности после ее плавления 4.6 млрд. лет назад и последующих менее сильных импульсов разогрева в условиях дефицита тугоплавкого материала земной коры.

В более ранние эпохи тектоническая обстановка на планете была иной. Особо следует выделить гипотетическую ситуацию раннего архея, когда литосфера Земли была еще тонкой, а падения на планету крупных астероидных тел происходили намного чаще, чем в фанерозое. Этому историческому этапу геологического развития Земли был свойственен чрезвычайно неравномерный нагрев ее поверхности, который инициировал явления диапиризма и гнейсового куполообразования.

Широкое распространение в раннем архее именно этих процессов позволило выделить данный период как очень специфическую в геодинамическом отношении стадию эволюции Земли, которой было дано название плюмотектонической (Хаин, 2003).

Если опуститься по времени в еще более раннюю эпоху, когда породы поверхности пребывали в состоянии, близком плавлению, т.е. астеносфера повсеместно выходила на поверхность, то существовавший тогда режим тектоносферы иначе как конвективным назвать нельзя.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Главные результаты главы сводятся к следующим положениям.

1. Вся система установленных в геологии глобальных природных циклов с характерными периодами 10^6 – 10^9 лет отражает не только этапы внутренней эволюции Земли, но и служит индикатором мощных космических явлений, которые время от времени происходят в околосолнечном космическом пространстве и сильно влияют на многие процессы нашей планеты.

2. Причиной этих циклов выступали мощные космические воздействия, обусловленные квазипериодическими взаимодействиями Солнца со звездами Галактики, бомбардировками Солнечной системы галактическими кометами, а также падениями на нашу планету тел астероидного пояса.

3. С момента образования нашей планеты основным физическим механизмом галактического влияния на Землю являлось выпадение на нее крупных космических тел – комет и астероидов. Поэтому современная страти-

графическая (геохронологическая) шкала, построенная в виде иерархической системы, вложенных друг в друга циклов разной длительности, фактически представляет собой эмпирическую классификацию космических воздействий близкой природы, ранжированных по трем признакам: 1) величине поступавшей энергии, 2) преобладавшему типу падавших тел (астероиды или кометы) и 3) одиночному или групповому характеру их падений.

4. Наиболее сильное влияние на Землю оказывали случавшиеся раз в млрд. лет взаимодействия Солнца с другими звездами Галактики, приводившие к изменению параметров солнечной орбиты и сопровождавшиеся массовым выпадением на планету тел астероидного пояса. Их энергетическое воздействие оценено $\sim 10^{29}$ – 10^{31} Дж. В геохронологической таблице эти события получили отражение как границы эонов и эонотем.

5. Меньшее влияние оказывали на Землю бомбардировки галактическими кометами. Они носили характер «кометных ливней» и в фанерозое повторялись через 19–37 млн. лет. Интенсивность кометных бомбардировок существенно варьировала. События с энергетикой $\sim 10^{28}$ – 10^{29} Дж нашли отражение в геохронологии фанерозоя как границы периодов и систем, а бомбардировки меньшей силы $\sim 10^{26}$ – 10^{27} Дж – как границы отделов и эпох.

6. Падения на Землю в фанерозое крупных астероидов в основном фиксируются как границы веков. При этом энергетический уровень импактных воздействий $\sim 10^{23}$ Дж, по-видимому, является «пороговым». Падения с выделением энергии выше этого порога носят глобальный характер и вызывают ощутимые геологические, климатические и биологические последствия на всем земном шаре. События с меньшей энергетикой имеют более локальные последствия и проявляют себя лишь в ограниченном числе регионов планеты. Подавляющее большинство таких событий в геохронологии фанерозоя отражения не получили.

7. Учет влияния космических воздействий позволяет объяснить подразделение современной геохронологической шкалы на докембрийскую, фанерозойскую и четвертичную части. Анализ показывает, что разработать единую для всего Земного шара шкалу геологического времени более детальную, чем на уровне веков, принципиально нельзя. Тем не менее, можно построить весьма дробную четвертичную шкалу, но она не сможет быть универсальной и, в лучшем случае, будет носить региональный характер.

8. Вряд ли удастся построить универсальную геохронологическую шкалу и для докембрия. Этому препятствует, во-первых, сильная растянутость времен выпадения крупных астероидных тел после взаимодействий Солнца со звездами. Во-вторых, высокая частота падений на Землю в этот период очень крупных астероидов, сопоставимая с периодичностью ее бомбардировок галактическими кометами. И, в-третьих, уничтожение геологических свидетельств древних событий более поздними процессами.

ГЛАВА 8

ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКАЯ ПАРАДИГМА В РЕШЕНИИ КЛЮЧЕВЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Даже геология даст напоминание о
напластованиях, происходящих при
воздействии надземных причин.

Агни Йога

Вряд ли нужно специально аргументировать мысль, что отдельные факты нельзя не только удовлетворительно объяснить, но даже связно изложить, не опираясь на соответствующую систему представлений, которая выполняет в науке функцию парадигмы. Согласно теории научных революций Т. Куна (1976), в отсутствие парадигмы науки не может быть вообще. И чем адекватнее парадигма отражает существо изучаемых фактов, тем полнее она позволяет анализировать наблюдаемые явления природы.

Поэтому создание парадигмы является отправной точкой любого научного исследования. Важность этой задачи многократно увеличивается, если исследование находится на стыке столь разных областей знания, какими являются геология и астрономия. Надежды на то, что механистическое «соединение» существующих сегодня у геологов и астрономов представлений может обеспечить понимание процессов, лежащих на стыке обеих этих наук, как мы видели, терпят полный крах.

Галактоцентрическая парадигма, разработке которой посвящена данная книга, служит тому наглядной иллюстрацией. В основе новой парадигмы лежит совместный анализ накопленных сегодня в геологии и астрономии важнейших фактов и увязывание всей этой информации в единую непротиворечивую картину путем создания теоретических моделей, которые невозможно построить в рамках только какой либо одной из этих наук.

Несколько таких моделей были построены в предыдущих главах книги. Цель настоящей главы состоит в том, чтобы, опираясь на эти модели, убедиться в незаменимости галактоцентрической парадигмы при решении других проблемных вопросов геологии, не получивших пока удовлетворительного объяснения в рамках имеющихся представлений.

Поскольку круг таких вопросов весьма широк, ниже рассмотрим лишь некоторые проблемы, которые, по мнению автора, в наибольшей мере готовили почву в геологии для перехода к новой естественнонаучной парадигме. К их числу в первую очередь мы относим гипотезу «галактического года», природу тектонических циклов Бертрана, Вилсона и Штилле, причины циклического изменения климата, происхождение фосфатов и солей, а также причину вендско-кембрийского «взрыва жизни».

8.1. Проблема «галактического года» в геологии

Ранее отмечалось, что на Земле практически нет глобальных геологических явлений, которые не носили бы циклического характера. Это эпохи активизации тектонических процессов и вулканических извержений, повторяющиеся трансгрессии и регрессии Мирового океана, вздымания и опускания обширных участков земной поверхности, закономерная ритмичность накопления осадков и рудообразования, массовые вымирания живых организмов, резкие изменения климата и связанные с ним оледенения и т.п.

Хотя все эти природные явления объясняют действием большого числа разнообразных факторов, многие геологические процессы происходят синхронно, проявляя цикличность в десятки – сотни миллионов лет. Данное обстоятельство, несомненно, указывает на наличие некой общей причины.

Поэтому совпадение найденных П.П. Паренаго (1950, 1952) орбитальных периодов движения Солнца в Галактике (глава 2) с длительностью основного геологического цикла сразу же привлекло внимание отечественных геологов, знакомых с идеями В.И. Вернадского. Это внимание было вызвано двумя причинами. С одной стороны, связь геологических и галактических явлений открывала возможность осмыслить с новых, космических позиций многочисленные факты цикличности геологических процессов нашей планеты, а с другой – на основании геологических данных – экспериментально уточнить параметры галактической орбиты Солнца.

Пол века назад идея связи геологических циклов с движением Солнца в Галактике была столь популярна у отечественных геологов, что явилась благодатной почвой для появления большого числа гипотез (Тамразян, 1954; Лунсгергаузен, 1957; Личков, 1960; Балуховский, 1960; Наливкин, 1962; Цареградский, 1963; Малиновский, 1963; Калганов, Коссовский, 1968; Панкуль, 1968; Авдеев, 1973; Фирсов, 1977; Сташков, 1977; и др.). Позднее получила она признание и у зарубежных авторов (Williams, 1975; Steiner, 1978; и др.). И, хотя физический механизм этой связи оставался не ясным, интуитивно она была осознана представителями разных научных дисциплин почти сразу после астрономических расчетов П.П. Паренаго.

Подхваченный геологами термин Б.Л. Личкова «галактический год» явился образным и удачным ее выражением. И не столь важно, что одни исследователи (Личков, 1960; Тамразян, 1967; Малиновский, 1990; и др.) под галактическим годом понимали длительность аномалистического периода, а другие (Заколдаев, 1992; Ясаманов, 1993; Неручев, 2001 и др.) периода сидерического. Здесь принципиальна идейная сторона самого вопроса.

Нашел место среди этих представлений и драконический период, вызванный колебаниями Солнца относительно экваториальной плоскости Галактики. По мнению ряда исследователей (Raup, Sepkoski, 1984; Rampino, Stothers, 1984; Schwatz, James, 1984; и др.) с этими колебаниями можно связать происхождение геологических циклов длительностью 20-40 млн. лет.

Весьма плодотворной оказалась также гипотеза связи некоторых геологических событий на Земле с пребыванием Солнца в спиральных ветвях Галактики (Христофорова, 2000; Shaviv, Isly, 2003; Sankaran, 2008; и др.).

8.1.1. Развитие гипотезы геологами

Наряду с точкой зрения постоянства геологического периода ~200–300 млн. лет и, соответственно, длительности галактического года (Лунсгергаузен, 1963; Панкуль, 1968; Тамразян, 1967; Малиновский, 1990; Заколдаев, 1992; Ясаманов, 1993; Неручев, 2001) ряд геологов допускали (Бубнов, 1960; Штилле, 1964; Хаин, 1973 и др.), что продолжительность этого геологического цикла со временем убывает.

Некоторые сторонники галактической концепции (Балуховский, 1972; Авдеев, 1973; Богдасаров, 1981; Нечаев, 2004) это убывание объясняют сокращением длительности галактического года из-за уменьшения радиуса солнечной орбиты. В частности, А.В. Авдеев (1973) полагает, что траектория движения Солнца в Галактике имеет вид закручивающейся спирали. По мнению Н.Ф. Балуховского (1972) продолжительность каждого следующего витка Солнца при этом уменьшается на 15–25%. Близких взглядов придерживается Ю.А. Богдасаров (1981), находя это снижение равным 1.26 раз.

Сокращение величины галактического года, причем очень быстрое, допускает В.П. Нечаев (2004). Он полагает, что если в позднем докембрии длительность галактического года составляла ~500 млн. лет, а в перми и триасе 350–400 млн. лет, то к настоящему времени она снизилась до 250–300 млн. лет. Однако это снижение он связывает не с уменьшением радиуса солнечной орбиты, а, наоборот, с его увеличением.

Для обоснования своей точки зрения В.П. Нечаев ссылается на работу астрономов (Wielen et al, 1996), которые путем сравнения металличности Солнца с другими звездами Галактики нашли, что оно медленно удаляется от галактического центра. С момента образования Солнечной системы (4.6 млрд. лет назад) это удаление по данным астрономов составило 1.9 ± 0.9 кпк.

Таким образом, приведенная дискуссия показывает, что, по мнению ряда геологов, геологические факты могут выступать критерием правильности построенных астрономами моделей. При этом, однако, интерпретация самих геологических фактов во многом определяется характером используемых исследователями астрономических моделей.

8.1.2. Совершенствование модели астрономами

После осознания наличия связи геологических событий с процессами в Галактике рядом астрономов (Шпитальная и др., 1994; Чуйкова, Семенков, 1996; Гончаров, Орлов, 2003 и др.) были выполнены новые расчеты галактической орбиты Солнца, но уже с привлечением данных геологии.

Эти исследования привели к иным параметрам траектории движения Солнца, чем у П.П. Паренаго. В частности, в расчетах А.А. Шпитальной с соавторами (1994) найдено, что при современном удалении Солнца от центра Галактики $R_0 = 8.5$ кпк большая полуось орбиты Солнца составляет $a = 9.4$ кпк, эксцентриситет орбиты $e = 0.18$, а сидерический период равен $T_\phi = 217$ млн. лет. Такую же величину имеет аномалистический период. Солнце движется, как и в модели П.П. Паренаго, к точке перигалактия, в которую оно попадет через 7.5 млн. лет. Точку апогалактия Солнце прошло 101 млн. лет назад, а следующий раз окажется в ней через 116 млн. лет.

Расчеты орбиты Солнца, выполненные Н.А. Чуйковой и К.В. Семенковым (1996), также дали результаты, отличные от вычислений П.П. Паренаго. В этой работе использовалась аналогичная формуле (2.5), но более сложная модель гравитационного потенциала (Кутузов, Осипков, 1989), содержащая 2 масштабных и 4 структурных подстраиваемых параметра.

Исследовался также вопрос о пересечении Солнцем галактических рукавов в двуспиральной модели Галактики (Марочник, Сучков, 1984). Авторы приняли $R_0 = 8.2$ кпк и $T_\phi = 230$ млн. лет и получили $T_R = 180$ млн. лет и $T_Z = 85$ млн. лет. Согласно их вычислениям, Солнце прошло точку апогалактия 60 млн. лет назад и окажется в точке перигалактия через 30 млн. лет.

Хотя выполненные расчеты, по мнению этих авторов, носят оценочный характер, их погрешность они полагают равной $\sim 20\%$. Расчет момента пересечения Солнцем галактического рукава Персея дал неоднозначные результаты. Интерпретируя с позиций своей модели данные по частоте инверсий геомагнитного поля, авторы нашли это время близким 500 млн. лет.

Последняя из известных нам работ по вычислению орбиты Солнца в Галактике принадлежит Г.Н. Гончарову и В.В. Орлову (2003). Свои расчеты они произвели для пяти моделей распределения гравитационного потенциала Галактики, разработанными астрономами в 1990-е годы. Некоторые характеристики солнечной орбиты, рассчитанные Гончаровым и Орловым для этих моделей приведены в табл. 34.

Таблица 34. Характеристики орбиты Солнца в пяти моделях Галактики

Модель	R_{\min} , кпк	R_{\max} , кпк	e	T_R , млн. лет	T_Z , млн. лет
1. Allen, Martos (1986)	8.55	9.15	0.070	183	36
3. Garlberg, Innanen (1987)	8.40	8.62	0.026	152	35
3. Кутузов, Осипков (1989)	8.71	9.23	0.060	168	14
4. Miyamoto, Satoh, Ohashi (1980)	7.99	8.53	0.068	136	18
5. Ninkovich (1992)	9.335	10.2	0.095	192	53

Сравнивая результаты астрономических расчетов П.П. Паренаго и его последователей, следует отметить, что вычисленные параметры солнечной орбиты у разных авторов сильно отличаются. Согласно данным табл. 34, в

зависимости от принятой в расчетах модели гравитационного потенциала аномалистический период Солнца оказывается равным $T_R = 136\text{--}192$ млн. лет, а драконический период $T_Z = 14\text{--}85$ млн. лет. В пределах двух раз варьирует и величина эксцентриситета $e = 0.09\text{--}0.18$. Еще хуже обстоит дело с временем прохождения Солнцем ближайшей точки перигалактия орбиты. В разных моделях оно меняется от 7.5 млн. лет до 30 млн. лет.

Наиболее принципиально отсутствие согласия расчетов в отношении длительности орбитальных периодов движения Солнца в Галактике, как сидерического T_ϕ , так и аномалистического T_R . Эти периоды характеризуют движение Солнца в галактической плоскости и определяют угловую скорость вращения линии апсид солнечной орбиты. В модели П.П. Паренаго линия апсид поворачивается навстречу движению Солнца на угол в 72° за один его оборот вокруг центра Галактики, а у Н.А. Чуйковой и К.В. Семенова этот поворот составляет 100° . В модели А.А. Шпитальной и др. линия апсид не вращается вообще. Это приводит к сильным расхождениям разных расчетов уже на первом обороте Солнца вокруг галактического центра.

8.1.3. Трудности астрономических моделей

Обсуждая причины отмеченных расхождений, в первую очередь необходимо указать на неразвитость существующих астрономических представлений и, как следствие, крайне низкую точность реализующих их моделей.

Например, такая, казалось бы, надежно установленная величина как современное расстояние Солнца до центра Галактики R_0 на протяжении последних 50 лет многократно пересматривалась, меняясь в пределах $6.5\text{--}10.5$ кпк (Расторгуев и др., 1994). Вопрос этот не решен и по сей день (глава 2).

Другой недостаток моделей состоит в том, что в них не учтено спиральное строение Галактики, а если учитывается, то не вполне корректно.

Ситуация со спиральной структурой нашей звездной системы (см. главу 2) для астрономов еще менее ясна, чем с удаленностью Солнца от галактического центра. Долгое время считалось, что Галактика имеет всего два спиральных рукава (Марочник, Сучков, 1984). Однако в последние годы было признано, что наша звездная система имеет четыре и даже шесть спиральных ветвей (Vallee, 2002). В выполненных расчетах такая спиральная конструкция Галактики даже не рассматривается.

И, наконец, третье предъявляемое к астрономическим моделям серьезное замечание связано с тем, что в них остается открытым вопрос о «темной массе» нашей звездной системы, дающей в ее гравитационный потенциал существенный вклад (см. главу 3). Эта масса в состоянии сильно изменить функцию распределения гравитационного потенциала на удалении Солнца от центра Галактики. Поэтому ее учет приводит к изменениям расчетных параметров солнечной орбиты даже большим, чем в случае неточного задания исходных наблюдательных астрономических данных.

Природа темной массы астрономам не ясна. Имеются лишь гипотезы, причем сильно отличающиеся друг от друга. Некоторые астрономы полагают, что темная материя представлена звездами, хотя и очень тусклыми, не испускающими света. Другие считают, что это нейтрино с ненулевой массой покоя, а третьи – что это элементарные частицы, подобные электрону, но еще не открытые в физических экспериментах.

По мнению видного отечественного астрофизика А.Д. Чернина (2004) «природа скрытых масс является самой острой нерешенной фундаментальной проблемой галактической астрономии, а может быть, и вообще всей астрономии и космологии наших дней».

В последние 15 лет, в связи с осознанием в астрономии проблемы темной материи, вычисления орбиты движения Солнца в Галактике астрономами полностью прекращены. Эта ситуация остается незыблемой по сей день.

8.1.4. Существует ли галактический год?

Хотя сторонники гипотезы галактического года не ставили под сомнение существование связи геологических процессов на Земле с движением Солнца в Галактике, все их попытки надежно и убедительно установить эту связь оказались безуспешными.

Несмотря на физическую «прозрачность» идеи, длительность галактического года по данным разных геологов существенно различалась. У одних исследователей ее величина была равна 150 млн. лет (Williams, 1975). Б.Л. Личков (1960) и Г.П. Тамразян (1988) находили ее равной 176 млн. лет. Ю.М. Малиновский (1990) – 200 млн. лет. Ю.А. Заколдаев, (1992), Н.А. Ясаманов (1993) и С.Г. Неручев (2001) получили величину галактического года 217 ± 3 млн. лет, Г.Ф. Лунгерсгаузен (1956) – 250 млн. лет, а Б.М. Келлер (1972) – 300 млн. лет. По мнению же другой большой группы геологов (Балуховский, 1960; Авдеев, 1973; Steiner, 1978; Нечаев, 2004 и др.) величина галактического года является переменной и со временем уменьшается.

Обескураживает то, что авторы пользовались одними и те же геологическими данными. Чаще всего для этого привлекались факты цикличности осадконакопления и образования отдельных полезных ископаемых, трансгрессий и регрессий Мирового океана, времен рифтогенеза, периодов повышенной магматической и тектонической активности, биосферных кризисов, резких изменений климата и т.п.

Два-три десятилетия назад эти трудности объясняли низкой точностью датирования отдельных геологических событий. Однако сегодня, когда точность и детальность исследований в геологии резко возросли, на первый план выдвигается иная проблема – недостаток понимания причин и механизмов, вызывающих глобальные геологические явления (Хаин, 2003).

В отсутствии необходимого понимания бессистемное использование разнородного эмпирического материала приводит к картине геологической цикличности запутанной и противоречивой. Если не быть предвзятым, уви-

деть в ней общую для разных явлений периодическую закономерность, которую можно было бы назвать галактическим годом, обычно не удается.

Нет понимания у сторонников гипотезы галактического года и физических механизмов воздействия Галактики на земные процессы.

Одни исследователи полагают, что это влияние оказывают меняющиеся с удалением от центра гравитационное (Тамразян, 1988), радиационное (Сташков, 1977) либо все возможные (Богдасаров, 1981) поля Галактики.

Другие его причину видят в изменении скорости движения Солнца по галактической орбите (Ефимов и др., 1985). В результате чего изменяются массы и размеры планет Солнечной системы (Шпитальная и др., 1991; Неручев, 2001), а также орбиты их движения вокруг Солнца (Нечаев, 2004).

Третьи же его связывают с пересечением Солнцем спиральных рукавов (Чуйкова, Семенов, 1996; Христофорова, 2000; Shaviv, 2002; Shaviv, Veizer, 2003; Sankaran, 2008; и др.) или плоскости (Abbott, Isley, 2002) Галактики.

Однако механизм воздействия Галактики на конкретные природные процессы Земли у авторов остается неразработанным и спекулятивным.

Эти принципиальные нерешенные вопросы, по мнению ряда геологов, ставят под сомнение гипотезу галактического года. Что порождает скептическое отношение к самой проблеме влияния Галактики на Землю и заставляет обратиться к процессам в недрах нашей планеты как более правдоподобной причине происхождения крупномасштабных геологических циклов.

8.1.5. Концепция автора

В отличие от моделей астрономов и основанных на них работ геологов модель автора строилась таким образом, что наряду с вычислением траектории движения Солнца в Галактике она включала также расчет моментов попадания Солнца в спиральные галактические ветви. При решении последней задачи использовалась авторская модель спирального строения нашей Галактики (см. главу 2), учитывающая явление струйного истечения газопылевого вещества из ядра спиральных звездных систем (см. главу 1).

Явление струйного истечения, как ранее отмечалось, было теоретически обосновано Дж. Джинсом (Jeans, 1929) вслед за фактическим его обнаружением в Галактике Я. Каптейном в начале прошлого века (глава 2). Однако свое место в науке оно заняло на столетие раньше, когда на его катастрофические следствия для Земли обратил внимание Ж. Кювье (Cuvee, 1812).

Тем не менее, явление это в настоящее время не признано астрономами (см. главу 1), что порождает множество нерешенных проблем. Причем не только в астрономии, но и, как мы видели, в космогонии и геологии.

Поэтому важнейшей задачей автора стала разработка физических основ новой научной концепции, которая позволили бы, с одной стороны, обосновать реальность существования явления струйного истечения, а с другой, непротиворечиво увязать имеющиеся астрономические наблюдения и геологические факты в общую систему представлений. Сегодня за этой

концепцией закрепилось название галактоцентрической парадигмы.

Галактоцентрическая парадигма в основном создавалась в период с 1987 по 2002 год (Баренбаум, 2002), пришедшийся на крутую ломку сложившихся в астрономии представлений, что нашло отражение при разработке ключевых вопросов новой концепции. Таких вопросов пять. Это: 1) система доказательств явления струйного истечения вещества из центра галактик (глава 1); 2) кинематическая модель спирального строения Галактики (глава 2); 3) физическая модель Галактики в виде звездной изотермической сферы (глава 3); 4) модель движения Солнца в Галактике, удовлетворяющая данным геологии и астрономии (глава 2); и, наконец, 5) космогоническая концепция «открытой» Солнечной системы (концепция КОСС), постулирующая подверженность Солнечной системы и ее планет воздействиям Галактики (глава 6).

В основу доказательства влияния Галактики на Землю нами положено детальное сопоставление вычисленных времен попадания Солнца в струйные потоки и спиральные рукава Галактики с эпохами биотических катастроф Кювье. Такой подход позволил для фанерозоя вскрыть тесную причинно-следственную связь важнейших геологических событий в истории Земли с физическими процессами в Галактике, а также установить, что у галактических воздействий имеются конкретные физические носители.

Этими носителями, в первую очередь, являются бомбардирующие планеты галактические кометы (см. главу 4). Их падения носят характер кометных ливней, циклически повторяющихся в эпохи пребывания Солнечной системы в струйных потоках и спиральных рукавах Галактики. Кометы передают нашей планете свою кинетическую энергию, которая в дальнейшем выделяется в различных геодинамических процессах, а также приносят на Землю большие массы космического вещества, которое участвует в образовании широкого круга полезных ископаемых.

Таким образом, общепланетарные геологические циклы вызываются не самим движением Солнца в Галактике, а тем, что в этом процессе оно пересекает струйные потоки и спиральные галактические рукава. В эти сравнительно короткие эпохи все объекты Солнечной системы, включая Землю, подвергаются интенсивным бомбардировкам галактическими кометами, и примерно раз в миллиард лет Солнце гравитационно взаимодействует с другими звездами Галактики, что приводит к массовому выпадению на планеты тел астероидного пояса (см. главу 7).

Такова вкратце суть галактоцентрической парадигмы, идейно развивающей гипотезу галактического года.

Можно согласиться с противниками гипотезы галактического года, что данное понятие сегодня не имеет физического смысла, который в него закладывался пол века назад. Однако считать на этом основании влияние Галактики на земные процессы малым и несущественным – серьезное заблуждение. Игнорирование галактического фактора геологами – писал В.И. Вер-

надский почти 80 лет назад – совершенно недопустимо.

В отличие от господствующих ныне в геологии геоцентрических представлений, галактоцентрическая парадигма рассматривает влияние Галактики как главенствующий фактор геологического развития нашей планеты.

Нами на основе новой парадигмы вскрывается галактическая природа многих циклически повторявшихся в истории Земли процессов, которые сегодня ошибочно пытаются объяснять с эндогенных позиций. Эти примеры важны тем, что позволяют рассмотреть некоторые важные аспекты галактического влияния, на которых мы не имели возможности остановиться ранее.

8.2. Проблема циклического изменения климата

Известно, что в последний миллиард лет на Земле существовал достаточно устойчивый климатический режим, характеризовавшийся сменой безледниковых (термальных) и ледниковых периодов. Наиболее характерной особенностью этого режима было асимметричное расположение климатических поясов относительно земного экватора (Климат, 2004).

В термальные периоды данная асимметрия проявлялась незначительно, но резко возрастала в периоды ледниковые. Это: поздний рифей (890-800 млн. лет и 750-740 млн. лет назад), ранний венд, ордовик, поздний палеозой и кайнозой. В ледниковые периоды на одном, а нередко и на обоих полюсах планеты возникали мощные ледовые покровы, которые спускались вплоть до широты 30°, охватывая сразу 4-5 современных континентов.

Интервал времени между максимумами оледенений составлял примерно 150 млн. лет (Williams, 1975; Чумаков, 2001 и др.). Вместе с тем, начиная с венда, каждое второе оледенение имело большие масштабы и длительность. Поэтому интервалом повторения ледниковых периодов ряд авторов считает величину 300 млн. лет (Келлер, 1972; Максимов и др. 1977; и др.).

В пределах ледниковых периодов выявлены также короткие ($1 \div 10$ млн. лет) более холодные эпохи, повторявшиеся в среднем через 27 млн. лет. Такая климатическая структура была свойственна как ледниковым, так и термальным периодам. В последнем случае средние температуры в более холодные эпохи оказывались на несколько градусов ниже, чем фона (Гольберт, 1987). Установлены также более короткие, длительностью $\sim n(10^5 \div 10^6)$ лет, климатические колебания меньшей амплитуды (Чумаков, 2004).

Причины существования ледниковых периодов обычно объясняют сочетанием ряда факторов палеогеографического и палеоклиматического характера: изменениями в расположении континентов и океанов относительно полюсов Земли, высотой гор на материках и глубиной океанических впадин между ними (Нау, 1992; Хаин, 2003), а также повышенной вулканической активностью Земли в орогенные эпохи (Чумаков, 2001). Асимметрию оледенений приписывают дрейфу континентов и присутствию материков в южной полярной зоне (Чумаков, 2004).

В некоторых гипотезах оледенения связывают с влиянием космоса. В большинстве гипотез этой причиной считают снижение потока энергии от Солнца, как за счет процессов внутри Солнца, так и вследствие присутствия в окосолнечном пространстве облаков межзвездного газа, затеняющих Землю. Появление облаков объясняют либо взрывами сверхновых в окрестностях Солнечной системы либо ее прохождением через плотные сгущения газа и пыли Галактики. Другой причиной оледенений называют резкое увеличение угла наклона земной оси (Williams, 1975).

Несмотря на общее число гипотез, приближающееся к 100, вопрос оледенений пока нельзя считать окончательно решенным (Хаин, 2003).

В § 4.10 изложена модель (Баренбаум, Ясаманов, 2004), объясняющая причину циклических изменений климата бомбардировками Земли галактическими кометами. Влияние кометных падений на климат физически вполне очевидно. Независимо от того, падает комета на сушу или в океан, часть вещества поверхности виде столба пыли и газа поднимается в атмосферу (Катастрофические, 2005). Достигая больших высот, это вещество создает облачный слой, экранирующий солнечные лучи. Длительное существование такого слоя способно значительно понизить поверхностные температуры на Земле в полной аналогии с эффектом «ядерной зимы» (Голицын, 1985).

Влияния кометных бомбардировок на региональный и глобальный климат Земли в нашей модели определяется интенсивностью падений комет на единицу площади земной поверхности, определяемой формулой (4.26).

Интенсивность кометных падений на широте ϑ находится интегрированием формулы (4.26) по углу φ . Эта задача аналогична вычислению широтного распределения солнечной инсоляции по поверхности земного шара в процессе годичного обращения Земли вокруг Солнца (List, 1951; Монин, Шишков, 1979). Только в нашем случае место Солнца занимает центр Галактики, а в качестве календарного года выступает год галактический.

Поскольку падения комет приводят к существенному понижению температур, можно условно считать, что на обращенном к центру Галактики полушарии Земли, подвергающемся кометным бомбардировкам, имеет место «галактическая зима», а на противоположной не бомбардируемой кометами стороне земного шара – «галактическое лето». Некоторые отличия геологических процессов в разные «сезоны» галактического года обсуждаются в литературе (Тамразян, 1988; Ясаманов, 1993; Неручев, 2001; и др.).

Наибольшее непонимание вызывает факт, что цикл повторения оледенений не соответствует ни аномалистическому, ни сидерическому орбитальным периодам движения Солнца в Галактике. Ряд авторов обходят эту трудность, связывая периоды оледенений с нахождением Солнца в спиральных рукавах Галактики (Христофорова, 2000; Shaviv, Vezir, 2003; и др.).

Анализ возможных причин этого несоответствия показал (см. главу 4), что учета лишь орбитального движения Солнца и попадания его в спиральные ветви Галактики для объяснения климатических данных недостаточно.

Необходимо также принимать во внимание направление прилета галактических комет в Солнечную систему.

Для согласования наших расчетов с данными наблюдений мы допустили, что ось вращения Земли, вероятно, вместе с плоскостью эклиптики испытывает прецессию с периодом 2700 ± 500 млн. лет. На рис. 45 было приведено распределение плотности падений галактических комет по поверхности земного шара в такой модели, а также показаны широты продвижения ледниковых покровов в сторону экватора по данным Н.М. Чумакова (2001). Эмпирическая кривая отражает «тонкую структуру» ледниковых периодов, вызванную наличием коротких более холодных эпох.

Согласно представленным данным, покровные ледники в фанерозое и венде развивались при наибольшей асимметрии между северным и южным полушариями по частоте кометных падений. Максимальный климатический эффект возникал при бомбардировках кометами полярных зон планеты. Мы полагаем (Баренбаум и др., 2004), что в эпохи кометных ливней, которым отвечают моменты «холодных эпох» по терминологии Н.М. Чумакова (2004), в соответствующем полушарии появлялись мощные ледниковые толчи, не успевавшие таять в периоды между бомбардировками.

Разная продолжительность четных и нечетных ледниковых периодов объясняется характером движения Солнца в Галактике. Во времена наиболее продолжительных вендо-кембрийского и карбоно-пермского оледенений Солнце находилось на апогалактическом участке орбиты, где перемещалось сравнительно медленно, а во времена сравнительно коротких оледенений ордовика и юры, оно быстро двигалось на участке перигалактия.

В последнем случае немаловажную роль играло положение Солнца на орбите в моменты пересечения им струйных потоков. В ордовике ситуация, по-видимому, была более благоприятна для развития оледенения, чем в юре, где все ограничилось (Чумаков, 2004) сильным похолоданием.

Таким образом, за счет некоторой модернизации базовой модели стало возможным полнее описать существенные особенности поведения климатической системы нашей планеты, объяснив такие ее проявления как:

- время и длительность существования ледниковых и термальных периодов;
- асимметрию климатических поясов (включая широты распространения ледников) в ледниковые периоды и ее отсутствие в периоды термальные;
- моменты наступления более холодных фаз (эпох) как в пределах ледниковых, так и термальных периодов.

Заметим, что это необходимое для объяснения данных климатологии эмерджентное свойство галактическая модель приобрела в предположении, что ось вращения Земли, вероятно, вместе с плоскостью эклиптики, прецессирует с периодом ~ 2.7 млрд. лет. Предположения, на первый взгляд, необычного, но физически вполне реального.

Рассмотрим теперь другой пример циклических геологических процессов, подтверждающий адекватность нашей модернизированной модели.

8.3. Тектонические циклы Вилсона, Бертрана и Штилле

К настоящему времени в истории Земли надежно установлено существование трех крупномасштабных тектонических циклов, известных под названиями циклов Вилсона, Бертрана и Штилле. (Хаин, 2000).

Происхождение этих циклов принято связывать (Хаин, 2003) с глубинными геодинамическими процессами, протекающими либо во всей мантии Земли, либо в ее верхней части, включая астеносферу. Однако механизм их возникновения не разработан. В главе 4 с позиций галактоцентрической парадигмы предложено иное решение данной проблем.

Рассмотрим проблему тектонических циклов более детально.

8.3.1. Геологическая основа тектонических циклов

Циклы Вилсона. По современным представлениям циклы Вилсона отражают период времени геологического развития суперконтинентов, начиная с момента их зарождения до времени их деструкции и последующего распада (Хаин, 2000). Естественным образом этот период соответствует также промежутку времени между образованием новых океанских бассейнов и их закрытием. Считается не принципиальным, что именно принимать за точку отсчета времени циклов Вилсона – начало рождения (становления) новых суперконтинентов или, наоборот, момент распада старых.

Геологами достаточно уверенно установлено существование и распад четырех суперконтинентов. Таковыми являются: 1) эпипангеоидный, известный под названием Пангея-0 или Археогей (Сорохтин, Ушаков, 1991; Хаин, 2000), он возник в конце архея ~2.6 млрд. лет назад и просуществовал до 2.3–2.2 млрд. лет; 2) эпипангеоидный, появившийся ~1.65 млрд. лет назад и закончивший свое существование 1.35 млрд. лет назад, известный как Мезогей или Пангея-1 (Anderson, 1982); 3) эпипангеоидный или Родиния, возникший ~1 млрд. лет назад и существовавший до 0.8 млрд. лет назад (Хаин, 2000) и, наконец, 4) вегенеровская Пангея, которая сформировалась 320 млн. лет назад и начала распадаться около 200 млн. лет назад.

Ряд геологических данных, свидетельствуют о том, что в истории Земли существовало не четыре, а восемь суперконтинентов, из которых первый возник 3 млрд. лет назад (Борукаев, 1996, Rogers, 1996). Л. Уэйл и С. Карпентер (Yale, Carpenter, 1998), обобщив литературный материал, указали на возможность образования в раннем протерозое двух суперконтинентов 2.55÷2.40 и 2.25÷2.00 млрд. лет назад. Известно также о существовании в конце рифея – начале венда еще одного суперконтинента Паннотии.

Н.А. Божко (1992, 2003) пришел к заключению, что процесс образования и распада суперконтинентов носил периодический характер с периодом близким 350–400 млн. лет. На примере Пангеи и Паннотии Н.А. Божко показал, что время «жизни» суперконтинентов в истории Земли составляло примерно 160 млн. лет. Оно включало время агломерации континента ~90

млн. лет, непродолжительную кульминационную фазу и завершалось периодом распада континента ~70 млн. лет.

Несмотря на некоторые расхождения в оценке длительности существования суперконтинентов у ряда авторов, геологические процессы в разных по возрасту циклах Вилсона протекали сходным образом. Началу распада суперконтинента обычно предшествовали континентальный рифтинг, образование дайковых роев, внедрение кольцевых ультраосновных щелочных плутонов и, наконец, площадные излияния платобазальтов с сопутствующими им дайками и sillами долеритов и габбро-диабазов (Хаин, 2000).

В жизни суперконтинентов наблюдается и другая важная закономерность. Вслед за распадом одного суперконтинента на противоположной стороне земного шара начиналось формирование другого. При этом части разрушающегося континента как бы стягиваются (Condie, 1998) к диаметрально противоположной области Земли, формируя новый континент. В результате разрозненные материковые блоки попеременно объединяются вместе то в южном, то в северном полушариях Земли (Божко, 1992).

Циклы Бертрана. В отличие от циклов Вилсона границы циклов Бертрана выявляют по временам раскрытия и последующего закрытия окраинных морей. Эти циклы выражаются лишь в частичном закрытии крупных океанов, возникающих при распаде суперконтинентов (Хаин, 2000).

Для иллюстрации данного вывода В.Е. Хаин рассмотрел историю геологической эволюции в фанерозое пяти древних океанов: Япетуса, Палеоазиатского, Уральского, Тихоокеанского Палеотетиса и Тетиса. На основании такого анализа было выделено 5 тектонических циклов Бертрана. Это широко известные байкальский, каледонский, герцинский, киммерийский и альпийский циклы. Несмотря на то, что каждый из этих циклов обладал определенным своеобразием, их завершение, как правило, характеризовалось интенсивной складчатостью, внедрением крупных интрузий кислого и основного составов, а также формированием на месте закрывшихся океанов или на их окраинах горных сооружений.

Границы одних и тех же циклов Бертрана в разных океанах и даже в разных частях одного океана, во времени не всегда совпадают. Например, в океане Япетус, в западной части океана Тетис и в юго-восточной части Пацифика конец байкальского – начало каледонского циклов соответствует границе венда и кембрия, в то время как в Палеоазиатском океане и на большей части Пацифика смена циклов произошла в середине кембрия.

Граница каледонского и герцинского циклов во всех океанах почти синхронно располагается в позднем девоне, за исключением западной части океана Тетис, где каледонский цикл не был в достаточной степени проявлен. Вместе с тем верхняя граница герцинского цикла в разных океанах различна. Она приходится на рубеж перми и триаса в северной и западной частях Пацифика и в Палеоазиатском океане, середину триаса – в юго-восточном Пацифике, и концу триаса – в пределах океана Тетис.

Еще более сложная ситуация с определением границы конца киммерийского и начала альпийского циклов. В восточном Тетисе и большей части Пацифика смена этих циклов произошла в середине мела, вследствие закрытия Палеоазиатского океана, а окончание киммерийского цикла пришлось на конец юры. Тогда как в западной части Тетиса и в юго-восточной части Пацифика события киммерийского цикла не выявлены вообще, а герцинский цикл в позднем триасе сразу же сменился альпийским циклом.

Тем самым, задача выявления в фанерозое границ циклов Бертрана окончательно не решена (Хаин, 2000). Имеющиеся данные не обеспечивают однозначного установления границ этих циклов вследствие неточности исходной посылки, либо, что более вероятно, в силу условности выделения самих циклов и большой протяженности во времени их границ.

В некоторых случаях эти трудности относятся и к установлению границ циклов Вилсона. В фанерозое и венде определено две таких цикла, связанные с существованием вегенеровской Пангеи и суперконтинента Паннотии. Зарождение Пангеи относят к периоду времени 360 млн. лет назад, а моментом ее полного распада считают 160–175 млн. лет назад (Veevers, 1990). Для предшествующей вендской Паннотии аналогичные сроки составляют 670–715 и 555 млн. лет назад (Bond et al., 1984; Божко, 1992, 2003). Вместе с тем за начало первого цикла Вилсона на основании данных по древним океанам принимается момент образования Паннотии в начале байкальского цикла, а за начало второго цикла Вилсона – время распада Пангеи в конце триаса – начале юры (Хаин, 2000).

Циклы Штилле. Под тектоническими циклами этого типа подразумевают выделенные Г. Штилле (Stille, 1924) орогенические фазы. Несмотря на то, что позднее концепция орогенических фаз подвергалась серьезной критике, реальность существования таких циклов сегодня вряд ли подлежит сомнению. Проявляются эти циклы прежде всего в изменении скоростей и направлений движения литосферных плит, скачках положений зон спрединга и субдукции, чередовании процессов аккреции и эрозии в висячих крыльях зон Беньофа, неравномерности офиолито- и гранитообразования, а также активизации процессов вулканизма и метаморфизма (Хаин, 2000).

Отсутствие полной синхронности и повсеместности проявления фаз Штилле в глобальном масштабе В.Е. Хаин связывает с особенностями развития тектонических процессов в различных регионах, вследствие специфики их геологического строения и тектонического положения.

Циклы Штилле рассматриваются как промежуточные фазы более глобальных и продолжительных циклов Вилсона и Бертрана. В фанерозойской истории Земли фаз Штилле в зависимости от подхода насчитывают от 20 (Добрецов, 1997) до 33 (Моралев, Васильев, 1999). По мнению В.Е. Хаина (2000) последнее их число завышено.

В соответствии с нижней оценкой средняя длительность циклов Штилле составляет 30 млн. лет. Придавая большую важность этой цикличности, Н.Л. Добрецов (1997) назвал ее главной геологической периодичностью.

Нередко отдельные орогенические фазы Штилле выделяют в качестве завершающих этапов развития циклов Бертраана и Вилсона. Основанием для этого служит превращение активной окраины океанского бассейна в пассивную континентальную окраину. Причем, если завершение циклов Вилсона связывают с коллизией между континентами и окончательным замыканием крупных океанских бассейнов, то циклами Бертраана завершают столкновение континентов с микроконтинентами или с островными дугами.

Последнее правило, однако, не всегда выполняется. После главной фазы, завершающей цикл Бертраана или Вилсона стадии орогенеза, отвечающей кульминации коллизионного процесса, может последовать еще одна фаза тектономагматической активности, выражающаяся в деформациях на периферии орогена и проявлением магматизма в его центральной части. Во времени эта фаза может совпадать с начальным этапом деформаций следующего цикла Вилсона или Бертраана (Хаин, 2000).

8.3.2. Имеющиеся гипотезы

По современным представлениям, далеко не устоявшимся и нередко противоречивым (Хаин, 2003), обсуждаемые тектонические циклы обусловлены глубинной мантийной конвекцией.

Циклы Вилсона, связанные с формированием суперконтинентов, объясняют скупиванием континентальных масс в зоне нисходящих мантийных течений, а циклы Бертраана разрушением этих континентов в зонах восходящих течений. Полагают, что суперконтиненты возникали в условиях одно-ячеистой конвекции в областях с нисходящим мантийным плюмом, а распадались в зонах восходящего плюма (Сорохтин, Ушаков, 1991). При этом режим одно-ячеистой мантийной конвекции время от времени сменялся двух ячеистой конвекцией и наоборот (Котелкин, Лобковский, 1999).

Причиной интенсивного магматизма в период существования и, особенно, во время распада суперконтинентов считают накопление тепла в мантии под континентальной относительно низко теплопроводной литосферой и последующее расходование этой энергии на подъем мантийных плюмов (Anderson, 1982; Артюшков, 1994; и др.).

При этом полагают, что циклы Вилсона своим происхождением обязаны геодинамическим процессам, протекающим во всей мантии Земли (вплоть до границы с ядром), циклы Бертраана – процессам в верхней мантии (включая переходный слой на глубинах 410÷660 км), а тектонические циклы Штилле – процессам, происходящим в астеносфере (Хаин, 2003).

Впрочем, относительно циклов Штилле, сопровождающихся интенсивным плюмовым магматизмом, взгляды расходятся. По мнению одних исследователей (Anderson, 1982; Артюшков, 1994; Хаин, 2003) причинами

интенсивной магматической деятельности в период существования и во время распада суперконтинентов является накопление тепла в астеносфере под относительно низкотеплопроводной континентальной литосферой.

Другие авторы относят место зарождения плюмов к границе верхней и средней мантии 670÷840 км (Ringwood, Irifune, 1988; Brunet, Yuen, 2000). Третьи полагают, что мантия обладает шестислойным строением, и подъем плюмов происходит от ее разных границ (Пушаровский Ю., Пушаровский Д., 1999). А четвертые допускают, что плюмы с периодичностью 30 млн. лет отрываются от ядра Земли на глубине 2900 км и за 0.5÷10 млн. лет достигают земной поверхности (Добрецов, 1997; Добрецов и др., 2003).

Сосуществование многоярусной мантийной конвекции с тектоникой плюмов, а также источник энергии циклической плюмовой активности являются пока нерешенными проблемами современной глубинной геодинамики (Добрецов и др., 2001; Хаин, 2003; Никишин, 2004).

8.3.3. Новый подход к проблеме

В главе 2 показано, что причиной цикличности геологических процессов с характерными периодами десятки – сотни млн. лет являются падения на Землю комет в эпохи пребывания Солнца в струйных потоках Галактики. В полной мере данный вывод относится и к тектоническим циклам Штилле, Бертрана и Вилсона, отвечающим указанной периодичности.

Согласно галактоцентрической парадигме все три цикла, по крайней мере, для последних 700 млн. лет могут быть объяснены бомбардировками Земли галактическими кометами. Для объяснения причин резкой активизации тектонических процессов в более древние эпохи следует также учитывать взаимодействия Солнца с другими звездами Галактики (главы 3 и 7), приводившие к массовому выпадению на Землю тел астероидного пояса.

Подобно другим природным «катастрофам» – геологическим, климатическим и биотическим – циклы Вилсона, Бертрана и Штилле являются ответной реакцией отдельных оболочек Земли, в данном случае – тектоносферы, на мощные космические воздействия, вызванные в первую очередь падениями галактических комет (Баренбаум, Хаин, Ясаманов, 2004).

8.3.4. Циклы Штилле

Это сравнительно кратковременные эпохи тектонической активности, вызванные падениями на Землю галактических комет. Поэтому не случайно, большинство надежно установленных кульминаций фаз Штилле в фанерозое совпадает по времени, как с эпохами массовых вымираний живых организмов, так и моментами кометных бомбардировок.

Для иллюстрации этого вывода в табл. 35 времена кульминаций орогенических фаз Штилле по В.М. Моралеву и Л.И. Васильеву (1999) сопоставлены с расчетными моментами падений галактических комет.

Таблица 35. Сопоставление времен фаз Штилле с моментами кометных падений

Фаза тектогенеза	Стратиграфическое положение фазы	Возраст фазы, млн. лет	Время падений комет, млн. лет
Валахская	Между плиоценом и голоценом	1.5±0.1	—
Пасаденская	Между средним и поздним плиоценом	3±0.2	3
Ронская	Между ранним и средним плиоценом	5±0.2	—
Аттическая	Между миоценом и плиоценом	5.5±0.2	—
Штирийская	Середина миоцена	14±0.5	—
Савская	Между олигоценем и миоценом	23±0.7	22
Пиренейская	Между эоценом и олигоценем	36±0.6	43
Ларамийская	Между мелом и палеогеном	66±0.5	67
Субгерцинская	Сантон	87±1	90
Австрийская	Между ранним и поздним мелом	97±1.2	116
Андская	Между юрой и мелом	144±2	147
Невадийская	Титон	152±2.5	—
Новокимммерийская	Киммеридж	156±2.5	—
Адыгейская	Между средней и поздней юрой	163±2.5	—
Древнекимммерийская	Между триасом и юрой	208±3	213
Лабинская	Между ладинским и карнийским веками	230±4	234
Пфальцская	Между пермью и триасом	245±5	253
Заальская	Между ранней и поздней пермью	258±5	272
Уральская	Между карбоном и пермью	286±5	293
Астурийская	Между средним и поздним карбоном	296±5	317
Судетская	Между ранним и средним карбоном	320±5	
Саурская	Середина визе	340±4	340
Бретонская	Между девоном и карбоном	360±5	366
Акадская	Между средним и поздним девоном	374±5	—
Тельбесская	Между эйфельским и живетским веками	380±4	—
Зигерландская	Между жединским и зигенским веками	401±4	—
Эрийская	Между силуром и девоном	408±5	397
Арденнская	Между лудлоу и даунтоном (пржидолом)	414±4	—
Таконская	Между ордовиком и силуром	436±5	433
Трондjemская	Между лландейло и карадоком	458±4	464
Грампинская	Начало ордовика	488±7	484
Богемская	Конец позднего кембрия	505±7	503
Салаирская	Между ранним и средним и кембрием	530±7	522

Анализируя данные табл. 35, следует отметить, что для стратиграфической и временной привязки тектонических фаз в списке литературы к статье Моралева и Васильева указаны геохронологические шкалы (Harland et al. 1990) и (Gradstein, Ogg, 1996). На самом деле эти авторы пользуются более ранней шкалой (Harland et al. 1982). Ее данные заметно отличаются от шкал более позднего времени (см. табл. 6).

Второе замечание относится к способу привязки фаз Штилле к границам шкалы фанерозоя. Хотя в основе рубрикации этой шкалы лежит био-

стратиграфический метод (Гладенков, 2005), границами ее отделов (систем) и границами ярусов (веков) служат не тождественные космические события. Согласно выводам главы 7, границами отделов, т.е. стратонов шкалы служат эпохи кометных бомбардировок, а границами ее ярусов – моменты падения на Землю астероидов километровых размеров.

Поскольку продолжительность кометных ливней составляет миллионы лет, а иногда и более десяти млн. лет, как, например, в конце девона, то установление времен границ стратонов шкалы представляет непростую задачу. Обычно эти границы проводят не в начале эпох вымирания живых существ, а по концу восстановления их видового разнообразия после вымираний. Это замечание в первую очередь распространяется на рубежи периодов геохронологической шкалы, таких как границы: силур-девон, девон-карбон, карбон-пермь, триас-юра, юра-мел и мел-палеоген (Баренбаум и др. 2002).

Ряд событий, включенных Моралевым и Васильевым в табл. 35, инициированы по нашим данным не бомбардировками кометами, а падениями астероидных тел. Такие падения с учетом возможной их энергии, как правило, не способны вызвать глобальную тектоническую реакцию всего земного шара (см. главу 7). Не отмечаются они и повышенной смертностью биоты (табл. 7), чутко реагирующей на падения крупных космических тел.

В табл. 35 напротив указанных циклов поставлен прочерк. Наиболее часто это наблюдается в конце девона и в мелу, где движение Солнце происходит почти вдоль галактического рукава, а также в неогене, в силу сравнительно малого времени, прошедшего с момента падений астероидов и лучшей сохранности тектонических следствий этих импактных событий.

Из 23 кометных бомбардировок Земли в фанерозое в фазах Штилле по данным Моралева и Васильева пропущены две: на границах плинсбах-тоар и барем-апт. Впрочем, в последнем случае тектонической реакцией на эту бомбардировку вполне может оказаться австрийская фаза.

Промежутки времени между древнекиммерийской и адыгейской, а также андской и австрийской фазами превышают 45 млн. лет, что свидетельствует о пропуске в табл. 35 соответствующих тектонических циклов.

Данные табл. 7 и 35 с учетом сделанных замечаний приводят к выводу, что эпохи МВ и тектонические фазы Штилле являются разными следствиями одной причины – падений на Землю галактических комет. Ведь в результате даже слабых кометных бомбардировок на Землю поступает и диссипирует преимущественно в ее астеносфере $\sim 10^{26} \div 10^{27}$ Дж энергии (глава 4).

Эта энергия, однако, выделяется не сразу. Активизация тектонических процессов несколько запаздывает во времени относительно эпох кометных бомбардировок, совпадающих с периодами вымирания биоты.

Для иллюстрации этого вывода в табл. 36 сопоставлены времена кульминаций фаз Штилле и моментов массового вымирания биоты, вызванных одними и теми же бомбардировками. В качестве моментов МВ указаны времена границ веков из табл. 7.

Таблица 36. Запаздывание фаз Штилле относительно эпох вымирания биоты

Эпоха тектоногенеза		Эпохи массового вымирания биоты		Сдвиг по времени млн. лет
Фаза	Возраст, млн. лет	Эпоха МВ	Возраст, млн. лет	
Пасаденская	3.6	Плиоцен	5.3–1.8	0 ^{х)}
Савская	23.8	Граница олигоцена-миоцена	23.8	0
Пиренейская	33.7	Ср. эоцен-приабонский век	37.0	3.3
Ларамийская	65.0	Маастрихт	71.3–65.0	3.1 ^{х)}
Субгерцинская	85.8	Сеноман-турон	93.5	7.7
Австрийская	98.9	(Альб-сеноман)?	98.9	0
?	112.2	Барем-апт	121.0	8.8
Андская	144.2	Кимеридж-титон	150.7	6.5
Новокимерийская	154.1	Келловей	164.4 –	7.8 ^{х)}
Адыгейская	159.4		159.4	2.5 ^{х)}
?	(180±3)?	Плинсбах-тоар	189.6	9.6
Древнекимерийская	205.7	Норий-рэт	209.6	3.9
Лабинская	227.4	Анизий-ладин	234.3	6.9
Пфальцская	244.8	Татарский-грисбахский века	248.2	4.6
Заальская	256	Сакмарский-артинский века	269	13
Уральская	290	Стефанский век	303–290	6.5 ^{х)}
Судетская	323	Серпуховский век	327–323	2 ^{х)}
Саурская	335	Турне-визе	342	7
Бретонская	354	Фран-фамен	364	10
Эрийская	417	Лудловская эпоха	423–419	4 ^{х)}
Таконская	443	Ашгилл	449–443	3 ^{х)}
Трондьемская	458	Лланвирн-лландейло	464	6
Грампинская	485	Тремадок-арениг	485	0
Богемская	495	Дресбахский век	505–495	5 ^{х)}
Салаирская	518	Ленский век	524–518	3 ^{х)}

Примечание: Цифры в последней колонке, помеченные значком ^{х)}, получены как разность между временем середины эпохи МВ и временем соответствующей тектонической фазы. Знаками вопроса отмечены циклы, не имеющие аналога среди фаз тектоногенеза или эпох вымирания. В скобках указан наиболее вероятный возраст пропущенного события. Полужирным шрифтом выделены фазы с высокой тектонической активностью и эпохи «великих» вымираний. С целью корректности сравнения все данные представлены в соответствии со шкалой (Gradstein, Ogg, 1996).

В дополнение к данным табл. 7 в таблицу 36 внесена эпоха МВ в келловее. Вымиранию в келловее могут быть поставлены в соответствие два тектонических цикла: адыгейский и новокимерийский. Не исключено, что эти события могли быть инициированы падением крупного астероида.

Мы видим, что реакция тектоносферы запаздывает от эпох кометных ливней на несколько миллион лет. При этом фазы Штилле повышенной тектонической активности и эпохи МВ с наиболее высоким уровнем смертности живых организмов хорошо коррелируют между собой.

И все же считать причиной вымирания на Земле организмов усиление тектономагматических процессов никак нельзя. Поскольку фазы Штилле не опережают, а отстают по времени от эпох вымираний биоты.

Следует отметить, что тектонические циклы (как эпохи похолоданий и смертности наземных организмов) проявляются, прежде всего, на континентах, подвергавшихся бомбардировкам кометами. Тогда как на континентах, их не испытывавших, все циклы окажутся менее заметными. Этим обстоятельством можно объяснить известные факты несоответствия эпох тектонической активности в Европе и Америке (Борукаев, 1977, 1983), а также не одновременность циклов Бертрана в разных палеоокеанах (Хаин, 2000).

8.3.5. Циклы Вилсона

Согласно представлениям, развиваемым Н.А. Божко (1992, 2003), закономерности образования и распада суперконтинентов Пангеи и Паннотии, лежащие в основе выделения двух последних циклов Вилсона, можно охарактеризовать, как процессы сочленения и разобщения их двух крупных материковых систем: Гондваны – на юге, и Лавразии – на севере, которые сами, причем попеременно, испытывали процессы интеграции и дезинтеграции. Биполярность развития Гондваны и Лавразии в наиболее четкой форме проявилась в венд-кембрийское и карбоно-пермское время.

Венд и кембрий, на которые приходится существование Паннотии, выделены в тектоническом отношении как эпоха так называемой «панафриканской орогении» (Божко, 1984). В Гондване в это время происходит грандиозная тектоно-термальная переработка древнего субстрата, сопровождающаяся замыканием линейных интракратонных прогибов и развитием по окраинам континента зон субдукции. На континентах Лавразии эти процессы закончились еще в рифее, а данное время характеризуется образованием офиолитов и формированием эпиплавакеновых платформенных чехлов.

В конце кембрия происходит полный распад Паннотии. Начиная с ордовика, ситуация с процессами на континентах Гондваны и Лавразии резко меняется. Если в ордовике в разных регионах Гондваны проявляется рифтинг и по ее периферии идет откол континентальных глыб, то в Лавразии в это время отмечается активизация процессов диастрофизма, приводящих к объединению ее континентальных блоков в единое целое (Божко, 1992).

В карбоне, благодаря распространению южных материковых масс к северу, происходит смыкание Гондваны и Лавразии в области Западного Тетиса с образованием нового суперконтинента – вегенеровской Пангеи. Однако уже в перми на всех материках Гондваны начинают возникать разветвленные рифтовые системы, которые в поздней юре приводят к развалу Пангеи. Одновременно в Лавразии, на ее периферии, происходят процессы диастрофизма, а в Северной Атлантике появляются растягивающие напряжения, приведшие к началу образования Северного Ледовитого океана.

Специфические особенности процессов интеграции и дезинтеграции континентальных масс в южном и северном полушариях хорошо объясняются (Баренбаум, Хаин, Ясаманов, 2004) характером распределения плотности падений галактических комет по поверхности земного шара (рис. 78).

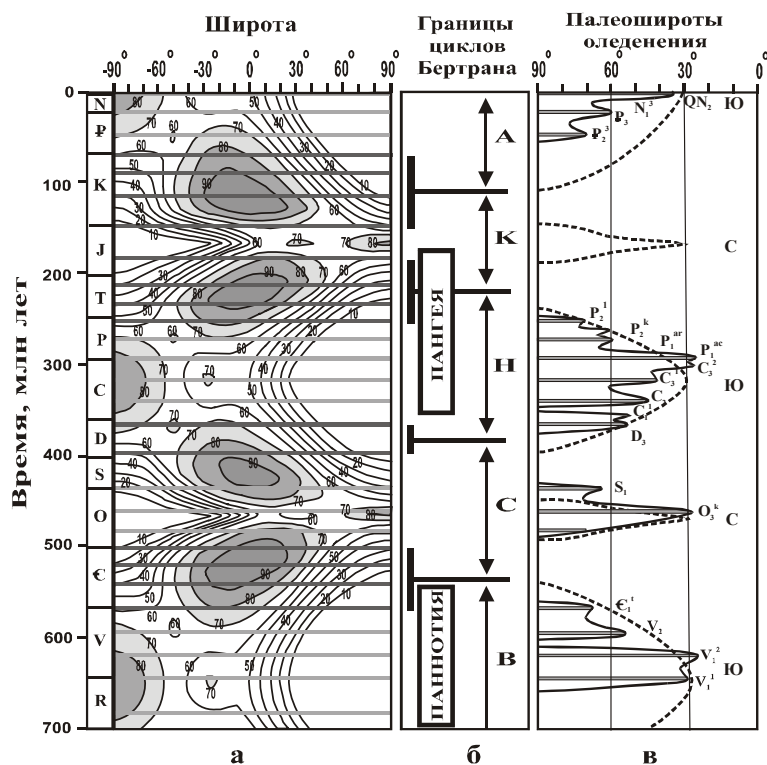


Рис. 78. Сопоставление плотности падений на Землю галактических комет (а) с эмпирически установленными границами циклов Бертра (Хаин, 2000) и периодами существования (Божко, 2003) суперконтинентов Пангея и Паннотия (б), а также палеоширотами (Чумаков, 2001) ледниковых покровов (в). Темным цветом выделены кометные бомбардировки, отвечающие границам циклов Бертра: В – байкальского, С – каледонского, Н – герцинского, К – киммерийского и А – альпийского. Остальные обозначения – см. рис. 45

На рис. 78, в дополнение к построениям рис. 45, приведены интервалы времени существования суперконтинентов по данным Н.А. Божко (2003) и границы циклов Бертра по данным В.Е. Хаина (2000).

Из расчетов следует, что интенсивная тектонотермальная переработка континентальных масс, приводившая попеременно к консолидации континентов Пангеи и Лавразии, приурочена к периодам, когда наиболее интенсивным кометным бомбардировкам подвергались полярные зоны планеты.

В полном соответствии с тектоническим подъемом поверхности южного полушария Марса (см. рис. 31), можем заключить, что объединение материков в конце рифея – венде, приведшее в конечном итоге к образованию суперконтинента Паннотии, явилось следствием бомбардировки кометами

южного полушария Земли. Тогда как объединение материков Лавразии в ордовике стало результатом падений комет в северном полушарии планеты.

Аналогичным образом объясняется формирование в карбоне вегенеровской Пангеи. Этим, по-видимому, образование суперконтинентов на Земле не заканчивается. Самый последний цикл Вилсона, связанный с формированием еще одного суперматерика начался в неогене. В пользу данного заключения говорят современное вздымание Антарктической плиты (Гончаров, 2002), а также существование трех кайнозойских фаз деформаций сжатия – в конце эоцена, в среднем – позднем миоцене и начале плиоцена и в конце плиоцена – квартере (Хаин, 2001).

8.3.6. Циклы Бертрана

Для объяснения природы этой группы циклов так же, как и циклов Вилсона, следует принять во внимание характер изменения во времени плотности кометных падений.

Из данных рис. 78 следует, что если времена объединения материков в суперконтиненты Паннотию и Пангею приходились на периоды бомбардировок кометами южного полушария Земли, то эпохи распада этих континентов совпадают с периодами времени, когда бомбардировкам кометами подвергалась преимущественно экваториальная область земного шара.

Тем самым, можем заключить, что смена байкальского и каледонского циклов, связанная с окончательным разрушением Паннотии, была вызвана очень сильными кометными бомбардировками Земли в кембрии, а разрушение Пангеи, пришедшееся на границу герцинского и киммерийского циклов, такими же бомбардировками в триасовом периоде.

Кембрийский, как и триасовый периоды – это время начала крупных перестроек поверхности нашей планеты. В кембрии – начале ордовика происходит закрытие части бассейнов Палеоазиатского океана с образованием новых бассейнов такого же типа. И в кембрии же, вследствие разделения Балтики и Лаврентии, образуется океан Япетус.

Не уступает в этом отношении и триасовый период. В триасе и в ранней юре произошло полное обновление тихоокеанской коры. В центре Тихого океана возникла Тихоокеанская плита, которая теперь слагает большую часть его площади. Одновременно произошел раскол Пангеи с движением ее Американского и Евроафриканского блоков, что привело к образованию современного Атлантического океана (Хаин, 2001). Все эти процессы также вполне хорошо согласуются с нашей моделью.

Результаты расчетов без каких-либо специальных предположений позволяют объяснить тот факт, что граница максимального продвижения ледовых покровов в сторону экватора останавливалась на широте $\sim 30^\circ$, а также понять причину, почему бомбардировки кометами южного полушария вызывают более длительные покровные оледенения, чем северного. В первом случае это вызвано постоянством угла наклона плоскости эклиптики к

экваториальной плоскости Галактики, а во втором – кеплеровским характером движения Солнца по своей галактической орбите.

Отсутствие в юрском периоде оледенения, подобного ордовикскому, вероятно, можно объяснить сравнительно низкой интенсивностью падений комет в высоких северных широтах, а также отсутствием в это время материковых плит в районе северного полюса Земли.

Таким образом, галактоцентрическая парадигма существенно расширяет границы современных представлений относительно происхождения тектонических циклов Штилле, Бертрана и Вилсона. В первую очередь это обусловлено с тем, что она вводит в геологию ранее неизвестный и потому не учитывавшийся источник нагрева литосферы галактическими кометами.

Бомбардировки галактическими кометами, по всей видимости, являются более действенным средством поддержания тектонической активности нашей планеты, чем механизм глобальной мантийной конвекции. Ибо падения комет обеспечивают (см. главу 4) поступление необходимого количества энергии на поверхность Земли в «нужное» время и в «нужное» место, не требуя ее транспортировки из земного ядра через всю мантию.

Тем самым устраняется ряд жестких ограничений, которым должны удовлетворять геодинамические модели. Если допустить, что тектонические циклы вызываются неравномерным нагревом астеносферы кометными ударными волнами (§4.9), то, во-первых, отпадает надобность объяснять (Трубицын, 2000; Лобковский, Котелкин, 2002; и др.) длительность циклов размерами конвективных ячеек и скоростью циркуляции в них вещества.

Во-вторых, не требуется за короткое время переносить энергию плюмами из ядра Земли к ее поверхности (Добрецов и др., 2001).

И, в третьих, придумывать механизм, обеспечивающий (Лобковский, Котелкин, 2002) периодическую смену структуры мантийной конвекции от обще мантийной к двухъярусной и наоборот.

Можно надеяться, что корректный учет при геодинамическом моделировании нагрева пород земной коры и мантии галактическими кометами (в качестве начальных и граничных условий) позволит устранить имеющиеся трудности и повысить адекватность создаваемых теоретических моделей.

8.4. Проблема фосфатов и солей

Согласно господствующим ныне в геологии представлениям причины всех происходящих на Земле глобальных природных явлений связываются исключительно с процессами в недрах нашей планеты. Не является в этом отношении исключением и образование различных полезных ископаемых.

Происхождение всех полезных ископаемых (как магматических, так и осадочных) объясняют поступлением к поверхности глубинных магм и флюидов, обогащенных соответствующими химическими элементами. Полагают, что эти элементы были приобретены Землей еще на стадии образования и ныне содержатся в ее мантии и ядре (Летников, 2001). Переносятся

же они на поверхность плюмами, которые периодически отрываются от земного ядра, либо поступают из мантии (Добрецов и др., 2003).

До недавнего времени такие представления выглядели само собой разумеющимся, хотя и не отвечали на многие вопросы. Вследствие открытия явление струйного истечения обнаруживается несостоятельность подобных представлений. Земля и другие планеты, да и вся Солнечная система в целом уже не могут рассматриваться как «закрытые» системы, изолированные от влияния процессов в Галактике.

Оценки энергии и количества бомбардирующих Землю галактических комет (см. главы 4 и 7) не оставляют сомнений в том, что кометные падения являются главной причиной не только крупномасштабных геологических циклов, но и служат основным поставщиком космического вещества, формирующего месторождения очень многих полезных ископаемых.

Рассмотрим этот вопрос более детально на примере фосфатов и солей.

8.4.1. Общие сведения

Природные скопления солей и фосфоритов относятся к той немногочисленной, но принципиально важной категории полезных ископаемых, которые занимают огромные территории и отражают глобальные события, связанные со своим возникновением. Известно также, что представляющие промышленный интерес скопления солей и фосфатов встречены лишь в отложениях фанерозойского возраста. В породах докембрия фосфатов и солей несоизмеримо меньше, чем в отложениях фанерозоя.

Несмотря на то, что процесс солеотложения происходил в фанерозое практически непрерывно, отчетливо выделяются длительные периоды, в течение которых галогенные породы практически не отлагались, как, например, в ордовике и силуре, карбоне и нижней юре. Но существовали времена и глобального галогенеза, когда отложилось огромная масса солей (Страхов, 1962; Яншин, Жарков, 1986; Соколов, 1990; Кузнецов, 1997 и др.). К этим периодам относится, прежде всего, вендско-кембрийская эпоха, характеризующаяся появлением усольской свиты на Сибирской платформе, галитов соляного кряжа в Пакистане и солей на побережье Персидского залива.

Второй период – это верхнедевонская эпоха, когда формировались мичиганские галиты, виллистонские калиевые отложения в Северной Америке, галиты, каменная и калийная соли Припятского прогиба, галиты Днепровско-Донецкой впадины, две мощные гипсово-ангидритовые толщи Московской синеклизы, галиты Хатангской впадины и гипсы Сибирской платформы.

Третья эпоха охватывает пермский период. В это время возникают грандиозные скопления галитов и калийных солей на юге Северо-Американской платформы (Делаварский бассейн и др.), в Западно-Германской впадине, на востоке Русской платформы и в некоторых других местах (Страхов, 1962). Более интенсивное солеотложение происходило в триасе, в верхнемеловую эпоху и в неогене (миоцене).

Еще сильнее выражена неравномерность образования месторождений фосфатов. Основные фосфатоносные провинции мира возникали в короткие (~10 млн. лет) интервалы времени, приходившиеся на вендско-кембрийскую, карбоно-пермскую и мел-палеогеновую границы, а также на отдельные века ордовикского, девонского, юрского и неогенового периодов (Страхов, 1962; Яншин, Жарков, 1986).

Замечено, что времена образования основных масс солей и фосфатов близки, а нередко совпадают (Страхов, 1962; Яншин, Жарков, 1986).

На связь обоих процессов также указывает и близкое расположение некоторых фосфатных и соленосных палеобассейнов. Так, на рубеже венда и кембрия возникают «по соседству» Хубсугульский фосфатоносный бассейн и Восточно-Сибирская соленосная провинция, фосфатоносный бассейн Фосфория (США) и соленосные бассейны Мидконтинента, фосфоритные и гипсоносные Алжиро-Тунисский бассейн и бассейны Джоржина и Амадиес в Австралии. Почти одновременно накапливаются фосфориты и эвапориты в центральной и окраинных зонах платформы Янцзы. Эти примеры можно продолжить, поскольку тесное соседство фосфатоносных и соленосных бассейнов характерно для фанерозоя в целом (Соколов и др., 2001).

Фосфатные и галогенные отложения, однако, антагонисты. В соленосных толщах фосфориты нигде не обнаружены, как и не встречены соли в фосфатных месторождениях. Плохо коррелируют также объемы солей и разведанные запасы фосфора в соседних бассейнах. Тем не менее, их количества, просуммированные по всем палеозойским бассейнам одного возраста, обнаруживают тесную связь (Баренбаум, Литвинова, 2005).

8.4.2. Обзор гипотез образования солей и фосфатов

Основные встречающиеся в природе типы солей приведены в табл. 37.

К настоящему времени выдвинуто большое число гипотез, объясняющих происхождение как солей (Страхов, 1962; Соленакопление, 1968; Басков и др., 1998), так и фосфоритов (Батурин, 1978; Бушинский, 1966; Соколов, 1990; Школьник и др., 1999; Холодов, 2006).

Соли. Для солей наибольшее признание получили две гипотезы. Первая предложена в позапрошлом веке немецкими химиками Бисхофом (1863) и Очениусом (1877) и позднее получила поддержку многих геологов (Страхов, 1962; Калинко, 1973; Жарков, 1978; и др.). В ее основе лежит процесс осаждения солей из морской воды при продолжительном выпаривании. Этот процесс, как известно, наиболее активно протекает в условиях жаркого, засушливого климата при периодическом поступлении морской воды в мелководные заливы, которые играют роль солеродных ловушек.

Растворенные в воде соли выпадают в осадок в определенной последовательности. Первыми при солёности воды 15% осаждаются кальцит и доломит. Когда минерализация возрастает до 26-27%, образуется гипс, который с потерей воды превращается в ангидрит. При еще большей солёности

последовательно выпадают галит, сульфаты, сильвинит, карналлит и бишофит. В естественных условиях солеотложение обычно прекращается на сильвинитовой либо карналлитовой стадиях.

Таблица 37. Классификация солей (Басков и др., 1998)

Систематика солеобразующих минералов			
Класс	Подкласс	Минерал	Химическая формула
Хлориды	Натриевые	Галит	NaCl
	Магниево-калиевые	Сильвин	KCl
		Карналлит	KCl·MgCl ₂ ·6H ₂ O
		Бишофит	MgCl ₂ ·6H ₂ O
Сульфаты	Кальциевые	Тахгидрит	CaCl ₂ ·2MgCl ₂ ·12H ₂ O
		Гипс	CaSO ₄ ·2H ₂ O
	Магниево-калиевые	Ангидрит	CaSO ₄
		Полигалит	K ₂ SO ₄ ·MgSO ₄ ·2CaSO ₄ ·2H ₂ O
		Каинит	KCl·MgSO ₄ ·3H ₂ O
		Лангбейнит	K ₂ SO ₄ ·2MgSO ₄
		Кизерит	MgSO ₄ ·H ₂ O
		Эпсомит	MgSO ₄ ·7H ₂ O
	Натриевые	Тенардит	Na ₂ SO ₄
		Мирабилит	Na ₂ SO ₄ ·10H ₂ O
		Глауберит	Na ₂ SO ₄ ·CaSO ₄
		Астраханит	Na ₂ SO ₄ ·MgSO ₄ ·4H ₂ O
		Глазерит	Na ₂ SO ₄ ·3K ₂ SO ₄
Карбонаты	Натриевые	Трона	Na ₂ CO ₃ ·NaHCO ₃ ·2H ₂ O
		Нахколит	NaHCO ₃
		Натрон	Na ₂ CO ₃ ·10H ₂ O
		Нортупит	Na ₂ CO ₃ ·MgCO ₃ ·NaCl
		Шортит	Na ₂ CO ₃ ·2CaCO ₃
		Гейлюссит	Na ₂ CO ₃ ·CaCO ₃ ·5H ₂ O
		Давсонит	NaAlCO ₃ (OH) ₂
		Ганксит	2Na ₂ CO ₃ ·9Na ₂ SO ₄ ·KCl
Нитраты	Калиево-натриевые	Магнезит	MgCO ₃
		Доломит	CaMg(CO ₃) ₂
		Натриевая селитра	Na ₂ NO ₃
		Калиевая селитра	KNO ₃

Полагают (Созанский, 1973), что источником солей в самой морской воде являются солесодержащие флюиды и газы, поступающие к земной поверхности с больших глубин. Особенно интенсивны их поступления были в эпохи высокой тектонической активности планеты в конце байкальского, герцинского и альпийского циклов складчатости (Беленицкая, 2000).

Вторая гипотеза также предложена в XIX веке и принадлежит французскому исследователю Томассу (1857). Он предположил, что соли являются продуктами глубинных вулканических эманаций, поднимающихся наверх через толщу осадочных пород. Глубинные флюиды переносят растворенные в них галогенные, сульфатные и углекислые соли к поверхности, где при понижении температуры последние выпадают в осадок.

По мнению ряда исследователей (Созанский, 1973; Беленицкая, 2000), насыщенные солями флюиды и газы по подводящим каналам поступали в грабенообразные структуры, где и происходил процесс солеотложения.

Относительно образования солей практически безальтернативными сегодня являются представления (Страхов, 1962; Жарков, 1978, Калинин, 1973 и др.), согласно которым накопление эвапоритов разного типа имело место в определенных специфических палеогеографических обстановках при превышении испарения морских вод над их притоком в бассейны.

Выпадение же солей из морской воды происходит в случае их содержания там выше некоторой предельной величины, зависящей от температуры и состава рассола. По мере роста температуры в осадок выпадают все менее и менее растворимые в воде солеобразующие минералы. Поэтому наиболее благоприятными для солеотложения долгое время считались условия сухого, жаркого (аридного) климата.

Имеющиеся факты, однако, свидетельствуют, что планетарный климат Земли не оказывает на солеотложение решающего влияния (Страхов, 1962; Кузнецов, 1997). Так, три из четырех крупнейших эпох эвапоритообразования: раннекембрийская, раннепермская и миоценовая происходили в периоды глобальных похолоданий. При этом грандиозная по масштабам отложения солей раннепермская эпоха совпала с мощным континентальным оледенением Гондваны, а миоценовая эпоха – с олигоценным оледенением, которое продолжается поныне.

Фосфаты. В отличие от солей фосфатные породы представлены двумя основными типами: фосфоритами и апатитами. На долю фосфоритов приходится ~90% разведанных запасов руд фосфора (P_2O_5). Это типичные породы осадочного происхождения, отлагавшиеся в мелководных бассейнах. Апатиты распространены менее широко. В подавляющем большинстве они связаны с ультраосновными – щелочными породами и карбонатитами.

Формирование фосфоритов, как установлено, теснейшим образом связано с биосом. Не вызывают сомнения и палеогеографические условия этого процесса: аридный климат, наличие бассейна лагунного типа и мелководные условия осадконакопления. Однако относительно механизма обра-

зования фосфоритов единого мнения у специалистов нет. В настоящее время существует четыре ведущих гипотезы фосфатогенеза: биолитная, хемогенная, вулканогенно-осадочная и биохимическая.

В биолитной гипотезе, развивавшейся в начале XX века А.Д. Архангельским, Л.В. Самойловым и др. (Школьник и др., 1999), первостепенное значение в образовании фосфоритов придается массовой гибели фауны при слиянии холодных и теплых течений, а в качестве основного источника фосфора рассматривается костный детрит. Дальнейшее формирование фосфоритов осуществляется путем высвобождения фосфора из биогенного материала и его осаждения. Микробиологическая модификация этой гипотезы предполагает, что бактерии концентрировали фосфор из морской воды, а фосфориты представляют собой в прошлом бактериально-водородословую колонию (Лука, Прево, 1984; Розанов, Жегалло, 1989; Литвинова, 2005).

Согласно хемогенной гипотезе (Казаков, 1939), главную роль в образовании фосфоритов играет подъем из морских глубин к шельфу (апвеллинг) насыщенных фосфатом вод, где за счет уменьшения парциального давления CO_2 фосфор выпадает из перенасыщенного фосфатами раствора в осадок хемогенным путем. Как показали последующие исследования, доставка фосфора в современных океанах действительно может осуществляться с помощью апвеллинга. Однако осаждается фосфор не хемогенным путем, а в результате его потребления организмами в виде биогенного детрита, который затем перераспределяется в процессах диагенеза (Батулин, 1978).

Вулканогенно-осадочная гипотеза (Шацкий, 1965) допускает, что фосфор и часто ассоциирующийся с ним в месторождениях вендо-кембрийского возраста кремнезем имеют эндогенное происхождение. А.С. Соколов и А.А. Фролов (1997), развивая эту идею, связывают эпохи образования фосфоритов с рифтогенезом. Они полагают, что в вендо-кембрии и мезозое насыщенная фосфором базальтовая магма по глубинным разломам поступала на земную поверхность, что приводило к образованию апатитовых руд на континентах. Значительная часть фосфора при этом попадала в древние океаны, существенно повышая его концентрацию в морской воде, что в дальнейшем вызывало формирование крупных фосфатных провинций.

Биохимическая гипотеза (Бушинский, 1966) в качестве главного источника фосфора предполагает речной сток с гумидных равнин в море. Растворенные в воде фосфаты и органические соединения концентрируются морскими организмами. Отмирая, они опускаются на дно и разлагаются, в результате фосфор из органической формы переходит в неорганическую. При пересыщении грунтового раствора фосфатом часть его вновь поступает в биогенный круговорот, а часть осаждается в виде псевдобиоморфов.

Развивая идеи Г. Бушинского, предполагают, что происходит процесс мобилизации фосфора из акцессорных минералов основных магматических пород (Холодов, 2006) и последующее поступление его в воды океана в основном благодаря терригенному сносу.

В последние два десятилетия выдвинуты новые гипотезы: «железисто-фосфатного конвейера» (Froelich et al., 1988), конвекционно-диффузионная (Foilimi, Garrisson, 1991), сероводородно-биогенная (Холодов, 2006). Новые данные периодически укрепляют позицию то одной из гипотез, то другой, но не позволяют окончательно отдать им предпочтение (Соколов, Фролов, 1997).

Слабым местом практически всех гипотез происхождения, как солей, так и фосфоритов, является отсутствие ответов на три ключевые вопроса:

- 1) причины формирования фосфатов и солей в отдельные непродолжительные интервалы геологического времени в фанерозое;
- 2) источники питания фосфатных и соленосных бассейнов седиментации, соответственно, фосфором и солями;
- 3) природа тесной связи процессов отложения фосфатов и солей, проявляющейся в территориальной близости их крупных провинций и в корреляции суммарных объемов накопления.

8.4.3. Кометно-галактическая гипотеза

Нами (Баренбаум, Литвинова 2002, 2003, 2005), исходя из галактоцентрической парадигмы, предложена гипотеза происхождения фосфатов и солей, которая решает эти проблемы. Она объясняет наличие эпох интенсивного фосфатонакопления и тесно связанного с ними эвапоритообразования выпадением на Землю комет спиральных рукавов Галактики.

Существо данной гипотезы состоит в том, что при орбитальном движении Солнце пересекает зоны газоконденсации спиральных рукавов Галактики, и в эти моменты на Землю выпадают галактические кометы с повышенным содержанием определенных химических элементов.

Эмпирическое обоснование этой идеи применительно к фосфору было дано в § 4.11 в связи с обсуждением вопроса существования галактических комет второго типа, формирующихся из газопылевого вещества спиральных рукавов Галактики. Наибольшая численность таких комет в рукавах отмечается на удалении радиуса коротации от центра Галактики.

По нашим расчетам апогалактий солнечной орбиты как раз совпадает с этим расстоянием. Поэтому фосфатные руды в основном отлагаются в эпохи, когда Солнце находится на участке апогалактия своей орбиты.

Данная модель хорошо объясняет причину образования не только фосфатов, но и солей (рис. 79).

Логика такова: если идея приноса фосфора галактическими кометами правильна, то одновременно на Землю должны поступать и другие химические элементы, синтезируемые в космосе в тех же ядерных реакциях, что и фосфор, причем в соответствующей космическому веществу пропорции. В результате образующиеся на Земле породы обязаны нести отпечаток состава вещества, поступающего с галактическими кометами.

Перечень таких элементов, относящихся к так называемому «кальциевому пику», и их космическая распространенность приведены в табл. 38 (Камерон, 1986). Эти нуклиды в основном образуются в реакциях горения углерода, кислорода и кремния в недрах звезд-гигантов, а также образуются при взрывах обычных звезд (Краморовский, Чечев, 1987).

Таблица 38. Распространенность некоторых химических элементов по числу атомов в космическом веществе относительно кремния

Изотоп	Содержание в естественной смеси, %	Процесс горения	Распространенность в космическом веществе
$_{11}\text{Na}^{23}$	100	C	6.0×10^4
$_{12}\text{Mg}^{24,25,26}$	100	C	1.06×10^6
$_{13}\text{Al}^{27}$	100	C	8.5×10^4
$_{14}\text{Si}^{28,29,30}$	100	O	1.0×10^6
$_{15}\text{P}^{31}$	100	O	6.5×10^3
$_{16}\text{S}^{32,34}$	99.22	O, Si	4.96×10^5
$_{17}\text{Cl}^{35,37}$	100	O, Si	4.74×10^3
$_{19}\text{K}^{39,41}$	100	O, Si	3.5×10^3
$_{20}\text{Ca}^{40,44}$	99.03	O, Si	6.19×10^4

Примечание: распространенность Si принята 10^6 .

Мы видим, что почти все нуклиды табл. 38, за исключением Si и P, являются главными порообразующими компонентами солей (см. табл. 37).

Таким образом, состав солеобразующих минералов в целом хорошо согласуется с нашей гипотезой. Рассмотрим и другие аргументы в ее пользу.

В соответствии с галактоцентрической парадигмой в периоды кометных бомбардировок на нашу планету может поступать до 10^{20} – 10^{21} г космического вещества, состоящего на 80–90% из воды, на 5–10% из углерода, остальная его часть в основном сложена более тяжелыми химическими элементами в соответствии с их космическим обилием.

Учитывая масштабы выпадения на Землю комет и объемов отложенных фосфатов и солей, содержание химических элементов (табл. 38) в кометах спиральных рукавов Галактики на удалении радиуса коротации от ее центра, по-видимому, составляет $\sim 0.1 \div 1\%$, а общее их поступление на Землю за одну кометную бомбардировку может достигать $\sim 10^{18}$ – 10^{19} г.

Забегая несколько вперед (данный вопрос обсуждается в главе 9), отметим, что поступающий космический материал сразу же вовлекается в глобальный круговорот вещества на Земле, что нарушает существующее на ней геохимическое равновесие. Приходя в равновесие, система избавляется от «ненужных» веществ и выводит их из круговорота. При этом основная масса воды с растворенными в ней солями главным образом в виде катионов:

Na^+ , Mg^{2+} , Ca^{2+} , K^+ и анионов: Cl^- , SO_4^{2-} и HCO_3^- и в том числе остальной космический материал поступают в Мировой океан.

Вследствие чего содержания в морской воде солей, а также C, Al, P, Mn, Fe, Cu, U и многих других химических элементов в эпохи кометных бомбардировок увеличивается в десятки – сотни раз (Неручев, 1988). Однако после прекращения падений комет состав морской воды, в результате действия различных регуляторных механизмов (Лебедев и др. 1974), быстро приходит в норму, а во внутриконтинентальных морях отлагаются аномальные геохимические осадки, преобразующиеся в дальнейшем в черные сланцы, фосфориты и эвапориты.

Очень эффективным механизмом возвращения геохимической системы в равновесное состояние является образование эвапоритовых бассейнов (Яншин, Жарков, 1986). Эти бассейны возникают вследствие вызванного кометами подъема уровня Мирового океана на десятки метров. Тогда его воды заливают равнинные области континентов, где в условиях частичной изоляции от Мирового океана преимущественно и происходит садка солей.

Причем если плохо растворимые соединения фосфора, углерода и других, типичных для черных сланцев химических элементов (Юдович, Кетрис, 1988) осаждаются еще в эпохи кометных падений и в акваториях океана, то процесс садки солей в эвапоритовых бассейнах происходит позднее, растягиваясь на десятки миллионов лет (см. рис. 79). При этом в соответствии с величиной коэффициента растворимости первыми осаждаются CaCO_3 и $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$, затем CaSO_4 , а потом NaCl и KCl (Яншин, Жарков, 1986).

Тем самым, получает объяснение тот известный факт, что фосфаты и соли своего рода антагонисты, и в пределах одного региона процессы их отложения пространственно разобщены.

Обсудим теперь некоторые другие вопросы фосфато- и соленакопления, которые либо не решены, либо решаются неправильно.

8.4.4. Соотношение объемов отложения солей и фосфоритов

Поскольку кометного вещества падает много, и значительная его часть поступает в Мировой океан, объемы отложенных фосфатов и солей должны удовлетворять соотношениям, присущим исходному космическому материалу. Если допустить, что большая их часть не испытала позднее размыва и переотложения, соотношения химических элементов табл. 38, унаследованные солями и фосфатами, вполне могут сохраниться до наших дней.

В этом случае массы фосфорсодержащих пород и хлоридов должны оказаться величинами одного порядка, а их соотношение быть постоянным для разных эпох. В классе хлоридов каменная соль в десять и более раз должна превышать объем калийных. Оба этих требования действительно подтверждаются, что особенно хорошо видно на примере палеозойских отложений (Жарков, 1978; Яншин, Жарков, 1986).

Хлориды, с их основными солеобразующими элементами Cl, K и Na, по данным табл. 38 должны в 10–100 раз уступать сульфатам, где такими элементами являются Ca и S. При этом сульфаты и карбонаты, среди которых наибольшим распространением пользуется их кальциевый подкласс, казалось бы, должны отлагаться в сопоставимых количествах.

Однако, из-за более низкого коэффициента растворимости CaCO_3 , карбонаты в эвапоритовых бассейнах перехватывают основную часть кальция, и объем сульфатной соли оказывается меньше, чем объем каменной соли (Яншин, Жарков, 1986). Поэтому, в силу соотношения Ca и Cl в космическом веществе, объем карбонатов (известняков и доломитов) в десятки раз превышает объем хлоридов, а тем самым и всех солевых отложений.

Указанные выводы проиллюстрируем рис. 79. Наряду с данными (см. рис. 46) по разведанным запасам P_2O_5 (Яншин, Жарков, 1986; Соколов и др., 2001) на этот рисунок дополнительно нанесены объемы сохранившихся солей по данным (Жарков 1978; Яншин, Жарков, 1986; Кузнецов, 1997).

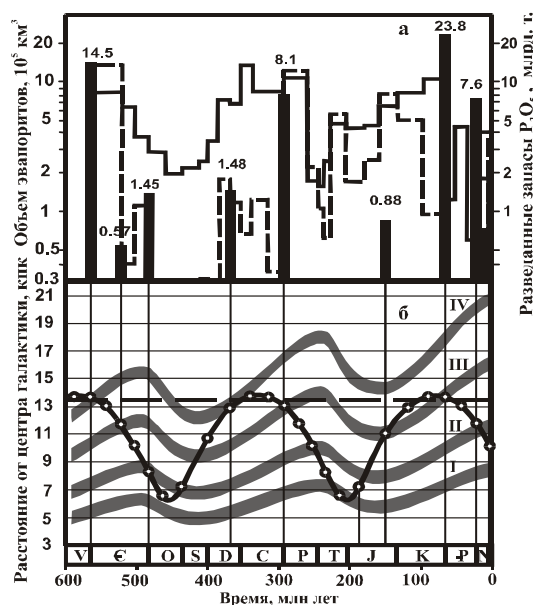


Рис. 79. а) объемы солей (пунктирная линия) и карбонатов (сплошная линия) – левая шкала; запасы фосфатов (толстые столбики) – правая шкала, б) положение Солнца на орбите (периодическая кривая) и удаление от центра Галактики ее четырех (цифры I-IV) спиральных рукавов. Круги – эпохи кометных бомбардировок. Пунктир – радиус коротации Галактики

Для карбонатов и солей подсчеты приведены по отделам фанерозойской шкалы (Геохронологическая таблица, 1978). При этом объемы карбо-

натов, суммированные по ордовику в целом и 2-ум отделам карбона (Ронов, 1980), пересчитаны нами на отделы с учетом их длительности. Распределение солей для палеозоя приведено по данным (Жарков, 1978), а для мезозоя и кайнозоя – согласно работе (Кузнецов, 1997). Поскольку основные эпохи фосфатонакопления приходятся на времена кометных бомбардировок, совпадающих с границами стратонов фанерозойской шкалы, результаты подсчетов P_2O_5 на рис. 46 и 79 отнесены к этим границам.

Сопоставление данных для палеозоя по солям и карбонатам (рис. 79,а) обнаруживает их положительную корреляцию. Объем карбонатов примерно на порядок превышает объем солей, что согласуется с нашими выводами.

Хорошая корреляция наблюдается между фосфатами и солями. Однако заметим, что на рис. 79 приведены разведанные запасы P_2O_5 в месторождениях. Тогда как масса фосфора в осадочных толщах фанерозоя оценивается в миллион раз большей величиной $7.5 \cdot 10^{22}$ г (Яншин, Жарков, 1986). Для мезозоя и кайнозоя корреляция между фосфатами и солями нарушается. Одновременно монолитные и плотные микрозернистые фосфориты уступают место линзовидным зернистым, а в составе солей наряду с хлоридами появляются сульфатные и карбонатные калийные соли. Специфику послепермского солеобразования объясняют возникновением удаленных от океанов эвапоритовых бассейнов, где происходили интенсивные постседиментационные преобразования отложенных солей (Яншин, Жарков, 1986).

В нашей гипотезе это может быть также вызвано изменением состава падавших комет при пересечении Солнцем разных рукавов Галактики: кембрии и девоне – ветви IV, в перми и мелу – ветви III, а в неогене – ветви II.

После каждого такого поступления кометного вещества скорость отложения солей закономерно спадала. Время этого снижения близко периоду круговорота вод подземной гидросферы, составляющему ~10 млн. лет.

Данное обстоятельство указывает на важную роль в процессах образования солей геохимического круговорота вещества (см. главу 9).

8.4.5. Степень сохранности отложений солей и фосфатов

Считается, что первичные ресурсы фосфатов и солей превышали известные сегодня во много раз. Однако вследствие происходивших позднее на Земле геологических процессов, основная масса отложенных в палеозое и, особенно, в докембрии солей и фосфатов к настоящему времени не сохранилась, во всяком случае, значительно меньше, чем была первоначально.

Имеющиеся факты, однако, позволяют усомниться в этом предположении. Более того, они дают основания полагать, что потери солей и фосфатов в разведанных к настоящему времени месторождениях палеозойского возраста являются гораздо меньшими, чем сегодня принято думать.

Для обоснования этого вывода обратимся к данным табл. 39 и 40, где приведены сведения, отражающие масштабы накопления и основные места

размещения в палеозое фосфатов и каменной соли. При современной изученности земной коры считается, что табл. 39 и 40 отражают ~90% оцененных запасов P_2O_5 и объемов каменной соли палеозойского возраста.

Таблица 39. Разведанные запасы P_2O_5 фосфатоносных бассейнов палеозоя

Возраст	Наиболее крупные фосфатоносные бассейны	Запасы P_2O_5 , млрд. т.
V/C	1. Янцзы	9.494 [1]
	3. Малый Каратау	3.516 [1]
	3. Окино-Хубсугульское	0.64 [1], 1.0 [1]
	4. Джорджина	0.6 [2]
	5. Лаокай	0.30-0.35 [2], 0.435 [1]
	6. Удско-Шантарский	0.186 [2], 0.080 [1]
	7. Верхняя Вольта	0.13 [1]
	8. Алтае-Саянский	0.0973 [3]; 0.066 [1]
	Сумма	14.20 [3]
O	1. Прибалтийско-Ладужский	1.44 [2]
	2. Лено-Тунгусский	0.2 [2]
	3. Теннеси-Кентукский	0.06 [2]
	Сумма	1.454 [3]
D	1. Карело-Кольская апатитоносная провинция	0.8-1.415 [3]
	2. Эльбрус	0.063 [3]
	3. Сокли	?
	Сумма	1.415 [3]
P	1. Фосфория	>3.5 [2], 7.5 [3]
	2. Селеук	?
	Сумма	7.556 [3]

Ссылки: [1] – Соколов и др., 2001; [2] – Яншин, Жарков, 1986; [3] – Соколов, 1999.

Отметим, что разведанные запасы P_2O_5 в месторождениях примерно в 100 раз ниже их геологических запасов и по порядку величины в $\sim 10^5$ раз меньше массы фосфора, рассеянной в породах того же возраста (Яншин, Жарков, 1986). Так что количества фосфора и каменной соли, находящиеся в палеозойских породах, вполне соизмеримы.

На рис. 80 показаны местонахождения указанных фосфатоносных и соленосных провинций по данным (Яншин, Жарков, 1986; Жарков, 1978). Представленные данные свидетельствуют, что численность крупных фосфатных бассейнов на протяжении палеозоя уменьшалась, а соленосных возрастала. Менялось и их местоположение. Так, провинции, возникшие в венде-кембрии, на современной карте мира находятся в Азии. В ордовикское и девонское время они «мигрируют» на северо-запад, проявляя широтную ориентацию. В пермский период их дрейф смещается к югу, сохраняя западную направленность.

Массы P_2O_5 и объемы соли для каждой из четырех эпох палеозоя по данным табл. 39 и 40 обнаруживает линейную связь (рис. 81), причем в венде-кембрии, перми и ордовике отложения фосфора представлены в основном осадочными фосфоритами, а в девоне – магматическими апатитами.

Таблица 40. Объемы каменных солей крупнейших палеозойских месторождений*

Возраст	Наиболее крупные соленосные бассейны	Объем каменной соли, км ³
V-C	1. Восточно-Сибирский	5.85×10^5
	2. Ирано-Пакистанский	6.01×10^5
	3. Амадиес	1×10^2
	4. Янцзы	?
	Сумма	1.29×10^6
O	1. Маккензи (?)	1.0×10^5
	2. Каннинг	1.5×10^4
	3. Канадско-арктического архипелага	1.0×10^4
	4. Виллистонский	0.66×10^3
	5. Лено-Енисейский	?
	6. Северо-Земельский	?
	7. Балтийский	?
	8. Мусс-Ривер	?
	9. Южно-Иллинойский	?
	10. Амадиес и Джорджина	?
	Сумма	1.25×10^5
D	1. Верхнедевонский Русской платформы	6.94×10^4
	2. Западно-Канадский	6.2×10^4
	3. Северо-Сибирский	1.35×10^4
	4. Чу-Сарысуйский	5.5×10^3
	5. Тувинский	1×10^3
	6. Мичиганский	8.7×10^2
	7. Морсовский	8×10^2
	8. Гудзонский	5×10^2
	9. Эдавейл	4×10^2
	Сумма	1.54×10^5
P	1. Восточно-европейский	1.01×10^6
	2. Центральнo-европейский	1.46×10^5
	3. Мидконтинент	6.35×10^4
	4. Перуано-Боливийский	5×10^4
	5. Чу-Сарысуйский	5.8×10^3
	6. Альпийский	5.2×10^3
	7. Мизийский	9×10^2
	8. Супай	3.6×10^2
	Сумма	1.28×10^6

*) по данным М.А. Жаркова (1978)

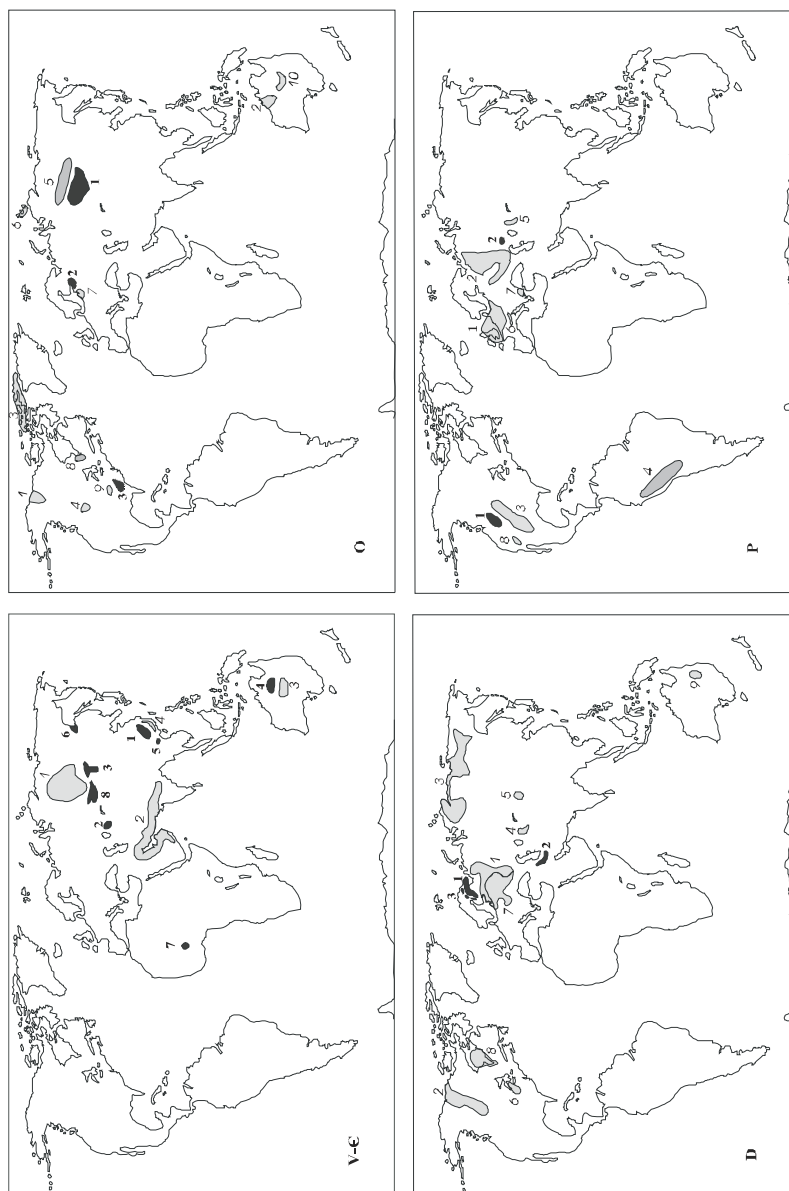


Рис. 80. Схема расположения фосфатоносных (темный цвет) и галогенных (светлый цвет) бассейнов венд-кембрийского (V-C), ордовикского (O), девонского (D) и пермского (P) возраста. Цифры – номера бассейнов (табл. 37 и 38)

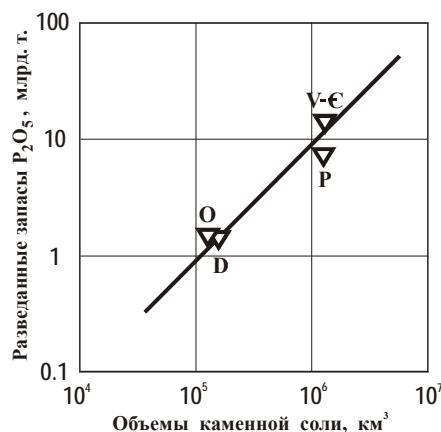


Рис. 81. Сопоставление разведанных запасов фосфоритов и объемов каменной соли палеозоя

Имеющиеся гипотезы происхождения фосфатов и солей, предполагающие поступление основных рудообразующих химических элементов из глубоких недр Земли, объяснить существующие факты не могут.

8.4.6. Принципиальное решение проблемы

Галактоцентрическая парадигма, напротив, все эти факты убедительно объясняет (Баренбаум, Литвинова, 2005). Специфику палеозойского фосфато- и соленакопления она связывает с действием двух факторов: 1) распределением плотности падений галактических комет по поверхности земного шара, и 2) вовлечением поступавшего кометного материала в происходящий на планете глобальный геохимический круговорот вещества (глава 9).

В соответствии с расчетами (см. рис. 78) плотность падений на Землю галактических комет закономерно менялась. При этом главные эпохи отложения фосфоритов и солей приходились на времена, когда галактические кометы в основном бомбардировали экваториальный пояс нашей планеты. Поэтому на этих широтах, как мы полагаем, в первую очередь и должны были возникать крупные фосфатные и соленосные провинции.

Этот вывод подтверждается данными палеогеодинамических реконструкций. Такие реконструкции показывают (Ушаков, Ясаманов, 1984; Клима, 2004), что на момент формирования крупнейшие фосфатные и соленосные бассейны в основном располагались в полосе широт от -30° до $+30^\circ$.

Сегодня этим широтам отвечают условия аридного климата, чем и объясняют образование фосфатов и солей. Однако если принять во внимание, что фосфориты формировались в эпохи кометных бомбардировок, когда средние температуры на Земле снижались, а соли отлагались независимо от существования оледенений, то следует считать распределение паде-

ний галактических комет по широтам, если не решающим, то весьма важным фактором образования фосфатных и соленосных бассейнов.

Перемещение бассейнов с кембрия по девон на северо-запад мы интерпретируем как следствие общего дрейфа материков Лавразии в данном направлении после распада Паннотии, а возвращение бассейнов в перми ближе к экватору – как результат следующей «сборки» континентов в Пангею.

Согласно второй идее, приносимый кометами материал сразу включается на Земле в геохимический круговорот вещества. Причем если излишки фосфора биота выводит из круговорота еще в эпохи кометных падений, то отложение солей, в соответствии с их степенью растворимости в воде, занимает многие десятки миллионов лет. Наиболее активно перераспределение фосфора и солей происходит с участием вод Мирового океана.

В Мировом океане сегодня растворено ~100 млрд. т. фосфора и свыше $3 \cdot 10^7$ км³ NaCl (Посохов, 1981). Примерно столько же солей содержится в подземной гидросфере, воды которой образуют с Мировым океаном единое целое. Сравнивая эти значения с данными табл. 39 и 40, находим, что после эпох кометных бомбардировок, в результате регуляторного действия механизма геохимического круговорота, в осадочных бассейнах захоранивались огромные массы солей и фосфора, достигавшие десятков процентов от их обычного достаточно стабильного количества в морской воде.

Сопоставление запасов фосфатов и объемов каменной соли, сохранившихся в отложениях палеозоя, приводит к линейной зависимости рис. 81, которая не может быть признана случайной. Данная связь говорит о слабой изменчивости среднего состава вещества галактических комет и о пропорциональном захоронении его фосфатной и наиболее растворимой солевой компонент в процессах седиментации.

Другой важный вывод состоит в том, что существенного размыва и переотложения возникших в палеозое скоплений фосфоритов и солей в более поздние эпохи не происходило. При невыполнении хотя бы одного из этих трех условий линейность графика оказалась бы нарушена.

Согласно расчетам (см. рис. 79-б), начиная, по-видимому, с эйфельского века, и далее на протяжении ~30 млн. лет движение Солнца проходило внутри одного из спиральных рукавов Галактики на удалении радиуса коротации от ее центра. Именно поэтому, как можно думать, девонские месторождения P₂O₅ представлены главным образом апатитами. Не исключено, что ранее на месте Карело-Кольской апатитоносной провинции существовал обширный фосфатный осадочный бассейн типа Фосфории. Впоследствии этот бассейн оказался затянутым при субдукции под край континента, что сопровождалось процессами щелочно-ультраосновного магматизма. Сходный механизм образования апатитов, вероятно, имел место в другие эпохи фанерозоя, где носил подчиненный характер.

Возвращаясь к обсуждению данных рис. 79 и 81, необходимо отметить, что массы отложенных солей и фосфатов в каждую из основных эпох их об-

разования в первую очередь должны определяться количеством поступавшего кометного вещества, которое существенно варьировало. Максимальным это поступление было на границах венд-кембрий и мел-палеоген.

Приняв во внимание спектр масс галактических комет (глава 4) и полагая, что частота падений в эти эпохи составляла ~ 1 комета в год, а длительность кометных ливней была ~ 10 млн. лет, находим, что на Землю тогда могло выпасть $\sim 10^{22}$ г космического вещества. На $\sim 90\%$ это вода, $\sim 10\%$ составляли углеводороды и $\sim 1\%$ более тяжелые химические элементы, среди которых высока доля солеобразующих нуклидов. Тем самым, общее количество новообразованных солей могло составить $\sim 10^{20}$ г или $\sim 10^5$ км³.

Если учесть, что М.А. Жарков (1978) при своих подсчетах отнес к эвапоритам породы с содержанием солей $\sim 10\%$ и выше, то полученная оценка по порядку величины вполне приближается к данным геологии.

Таким образом, специфика соленакопления и фосфатообразования в фанерозое вполне объяснима падениями на Землю галактических комет и последующим вовлечением их материала в происходящий на нашей планете геохимический круговорот вещества. При этом если фосфор, а также быстро выпадающие в осадок плохо растворимые химические компоненты вещества комет надолго выводятся из круговорота, то осаждение солей в эвапоритовых бассейнах затягивается на миллионы – десятки миллионов лет.

Заметим, что галактоцентрическая парадигма, строго говоря, объясняет лишь источник появления на Земле необходимых количеств фосфато- и солеобразующих химических элементов. Тогда как отложение самих фосфатов и солей вполне объяснимо известными геохимическими механизмами.

Выдвигаемые обычно (Басков и др., 1998) в качестве причин образования солей факторы климата, рифтогенеза и интенсивного вулканизма – это такие же следствия кометных падений, как и образование самих солей.

Имеется еще один вопрос, относящийся к происхождению фосфатов и солей, нами не затронутый. Почему эти полезные ископаемые стали отлагаться в больших количествах на Земле, лишь начиная с рубежа венда и кембрия, а в докембрии крупные скопления фосфатов и солей не известны.

Покажем, что галактоцентрическая парадигма дает ответ и на данный вопрос. С этой целью обратимся к еще одной принципиально важной проблеме – проблеме «вендо-кембрийского взрыва жизни».

8.5. Вендско-кембрийский взрыв жизни

Известно, что первые миллиарды лет после образования Земли жизнь на ней была представлена весьма простыми формами: прокариотными микроорганизмами, эубактериями, в том числе цианобактериями (сине-зелеными водорослями) и археобактериями. Начиная с 2.2–2.5 млрд. лет назад, появляются одноклеточные протисты и многоклеточные планктонные водоросли, которые в позднем протерозое становятся более разнообразными.

Примерно $0.9 \div 0.8$ млрд. лет назад широко распространяются акритархи. Между 0.8 и 0.7 млрд. лет назад – многоклеточные зеленые водоросли, а чуть позже, в конце рифея, простейшие животные и бесскелетная фауна.

Однако даже спустя почти 4 млрд. лет после возникновения Земли жизнь на ней оставалась крайне примитивной (Хаин, 2003).

И вдруг, $620 \div 510$ млн. лет назад, в венде – начале кембрия, наша планета переживает бурное «революционное» развитие биосферы, которое она не знала ранее. В этот сравнительно короткий период на Земле появляются основные типы фауны, существующие сегодня. Это дало основание назвать последний полумиллиардный период фанерозоем, т.е. эрой «явной» жизни.

Вендо-кембрийская биотическая революция носила двухступенчатый характер (Соколов, 1997). На первой стадии – с середины по конец венда, то есть $620 \div 570$ млн. лет назад, получают развитие разнообразные мягкотелые беспозвоночные (Федонкин, 2000), возникают первые организмы, имеющие кремниевый скелет, – радиолярии, а также отмечается появление так называемой эдиакарской фауны (Cloud, Glaessner, 1982), значительная часть которой в конце венда вымирает.

На второй стадии $540 \div 500$ млн. лет назад ей на смену приходит более разнообразная кембрийская фауна. Она представлена брахиоподами, червями, членистоногими, в том числе вымершими сегодня трилобитами, а также археоциатами. Возникновению этой фауны предшествует сравнительно короткий переходный период (томмотский век), когда повсеместное развитие получают организмы, имевшие просто устроенные раковины из фосфора или кальция, разнообразие которых в дальнейшем быстро увеличивается.

Во второй половине кембрия их фосфатные и кальциевые панцири заметно усложняются, а также появляются новые типы морских животных, защищенные от хищников более надежными раковинами и скелетами (Хаин, 2003). Одновременно, как полагает А.В. Сочава (1992), меняется и способ дыхания живых существ. Кожный дыхательный аппарат уступает место у моллюсков, брахиопод, аннелид и других животных жаберному типу дыхания, что сопровождалось появлением у них кровеносной системы.

Предполагается, что переход к новому типу дыхания был вызван изменениями содержания кислорода в воде и в земной атмосфере. Использование же живыми организмами кровеносной системы делало их менее зависимыми от влияния меняющейся внешней среды.

Начиная с этого времени бурные изменения животного мира, хотя и не такие грандиозные, как на рубеже венда и кембрия, повторяются не раз. Это крупные перестройки биосферы, следовавшие за сильнейшими вымираниями биоты в конце перми, а также на границе мела и палеогена. Данные события позволили подразделить фанерозой на три части, получившие название соответственно палеозойской, мезозойской и кайнозойской эр. Т.е. этапов «древней», «средней» и «новой» жизни.

8.5.1. Гипотезы вендско-кембрийского биотического события

Существует множество гипотез, объясняющих возможные причины вендо-кембрийского взрыва жизни. В большинстве из них это событие связывается с земными факторами: потеплением климата после лапландского оледенения и колебаниями вулканотектонической активности нашей планеты (Хаин, 2003); утонением океанической коры (Mooges, 1993), приведшей к увеличению площади эпиконтинентальных морей – мест обитания мелководной эдиакарской фауны; ростом содержания кислорода в атмосфере (Knoll, 1991; Brasier, 1992; Canfield, Tesse, 1996) и в поверхностном слое вод Мирового океана (Logan et al., 1995), а также обогащением этих вод углеродом и другими питательными веществами (Kimura et al., 1997).

В качестве причин отмечается также изменение химического состава морских вод в целом, что нашло отражение в резком увеличении на границе венда и кембрия объемов отложения солей, кальциево-магниевого карбонатов и фосфатов (Розанов, 1985). Указываются и собственно биологические факторы, связанные с существованием на Земле в тот период незанятых экологических ниш (Федонкин, 2000).

Не обделены вниманием возможные космические факторы, обусловленные изменением солнечной активности (Резанов, 2003), уменьшением вклада в разогрев земных недр удаляющейся Луны (Сорохтин, Ушаков, 1991). Предполагается также, что планеты возникали в местах каталитического синтеза органических соединений, а затем земная жизнь уже формировалась в процессе эволюции планеты (Снытников, 2006).

Тем не менее, несмотря на приведенные объяснения, причину «взрыва жизни» в вендо-кембрии нельзя считать установленной (Хаин, 2003, 2004).

В связи с этим была высказана мысль, что период венда и кембрия не является каким-то особенным временем в истории развития жизни на Земле. С учетом новейших палеонтологических находок сторонники этой гипотезы полагают (Федонкин, 2003), что крупные многоклеточные организмы, хотя и не в таких количествах, появились на планете гораздо раньше венда, но останки этих мягкотелых животных сегодня почти не сохранились.

С этим мнением вполне можно согласиться. Однако остается открытым вопрос, почему костные скелеты из кальция и фосфора у высокоразвитых организмов возникли, начиная именно с рубежа венда и кембрия.

8.5.2. Новый подход к проблеме

В предыдущем параграфе изложена гипотеза, объясняющая главные эпохи фосфатообразования и соленакопления падениями на Землю галактических комет в периоды пребывания Солнца в спиральных рукавах Галактики на удалении радиуса коротации от ее центра. Эта гипотеза обоснована нами на основе расчетов орбитального движения Солнца в Галактике, согласно модели, разработанной в главе 2. В этих вычислениях центральная

масса Галактики предполагалась постоянной, и тем самым влиянием эволюции нашей звездной системы на солнечную орбиту пренебрегалось.

Данные геологии, однако, свидетельствуют (глава 3), что на протяжении последних миллиардов лет центральная масса Галактики закономерно убывала. Это вызывает медленное экспоненциальное возрастание периода орбитального движения Солнца по закону (3.46), а также приводит к постепенному увеличению среднего радиуса солнечной орбиты и уменьшению средней орбитальной скорости Солнца в соответствии с формулами (3.53).

Оценки по этим формулам показывают, что на протяжении фанерозоя средний радиус солнечной орбиты должен был увеличиться на ~2%, а аномалистический период движения Солнца возрасти на ~3.4%.

Хотя эти изменения малы, и эволюция Галактики влияет на орбиту Солнца слабо, в нашем случае с ними необходимо считаться. Учет данного обстоятельства приводит к выводу, что на рубеже венда и кембрия Солнце достигло апогалактия орбиты на ~20 млн. лет позже, чем в первоначальном расчете. Примерно на такую же величину следует уменьшить и вычисленные времена границ кембрийской системы. Что, кстати, лучше согласуется с пересмотренной в последние годы временной границей между вендским и кембрийским периодом (Palmer, Geissman, 1999; Gradstein et al., 2004).

Одновременно уменьшался средний радиус орбиты Солнца и, вероятно, ее эксцентриситет. В результате апогалактий солнечной орбиты в докембрии находился ближе к центру Галактики, чем ныне. Эволюция влияет и на радиус коротации, который со временем должен уменьшаться (рис. 82).

На основании всей совокупности имеющихся данных можно предположить, что вследствие эволюции нашей звездной системы апогалактий орбиты Солнца впервые достиг радиуса коротации Галактики лишь 550 млн. лет назад. До того орбита Солнца лежала внутри коротационного радиуса, и условие массовой поставки на Землю кометами химических элементов «кальциевого пика» не выполнялось. Именно поэтому крупные скопления, образующие сегодня промышленные месторождения фосфатов, солей, сульфатов и т.д. стали возникать на нашей планете лишь в фанерозое.

Той же причиной можно объяснить и возникновение на Земле высоко-развитых организмов. Необходимые для их существования химические элементы стали поступать на нашу планету в достаточных количествах, лишь начиная с венда и кембрия. С чем, собственно, и был связан венд-кембрийский «взрыв жизни». Позднее аналогичные поступления стали происходить вполне регулярно, что явилось причиной последующих мезозойского и кайнозойского крупных биотических событий.

Появление в конце венда эдиакарской фауны и последующий взрыв жизни в кембрии мы объясняем двумя близкими по времени бомбардировками кометами спиральных рукавов на апогалактическом участке солнечной орбиты, как это имело место в конце девона и перми (см. рис. 79).

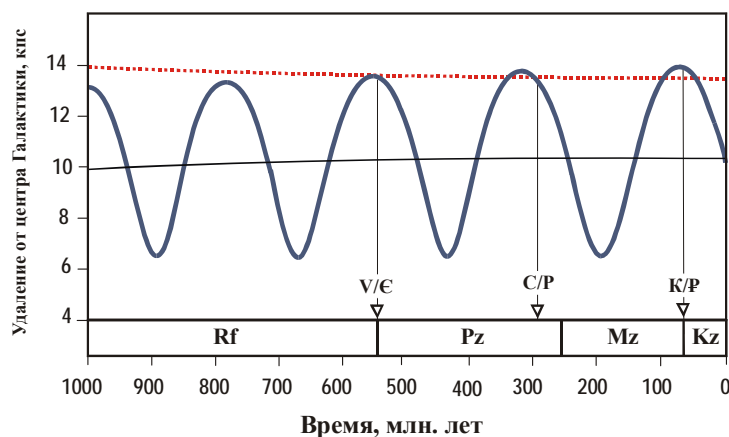


Рис. 82. Изменение удаления Солнца от галактического центра (периодическая кривая) и радиуса коротации Галактики (пунктирная линия) со временем. Треугольниками отмечены главные эпохи накопления на Земле фосфатов и солей на рубежах венда и кембрия (V/C), карбона и перми (C/P), мела и палеогена (K/P). Внизу указаны положения во времени палеозойской (Pz), мезозойской (Mz) и кайнозойской (Kz) эр, а также верхней границы рифея (Rf).

Таким образом, согласно предлагаемой гипотезе бурный расцвет животного мира нашей планеты в течение последних 550 млн. лет был вызван, прежде всего, космическими причинами. Мы полагаем, что в венде и кембрии орбита Солнца впервые достигла радиуса коротации Галактики, что явилось причиной выпадения на Землю комет с высоким содержанием фосфора, кальция и других, необходимых для жизни химических элементов.

Заметим, что идея развития жизни вследствие нахождения Солнца вблизи радиуса коротации Галактики высказывалась астрономами ранее (Марочник, Сучков 1984), однако этими авторами данная связь никак не была конкретизирована.

8.5.3. Мировой океан – колыбель жизни

Подводя итоги рассмотрению причин вендско-кембрийского биотического события, следует подчеркнуть важную роль Мирового океана в развитии на нашей планете жизни.

Мы уже отмечали, что наряду с приобретением в венде и кембрии живыми существами костных скелетов у наиболее развитых из них возникает кровеносная система. И если первое позволяет морским животным лучше защищаться от хищников, то второе позволяет им перейти к гомеостазному принципу жизнедеятельности и делает их более приспособленными к воздействиям меняющихся внешних условий, вызванных, в первую очередь,

кометными падениями.

Очень веским аргументом в пользу того, что данный переход к качественно новому состоянию биосферы происходил в Мировом океане, заключается в том (Мияки, 1968), что химический состав крови современных животных, ведущих «родословную» от кембрийских предшественников, близок солевому составу морской воды (табл. 41). Это обстоятельство в контексте обсуждаемой проблемы, очевидно, носит принципиальный характер.

Таблица 41. Сравнительный состав крови различных животных (Macallum, 1949)

Место нахождения	K	Ca	Mg	Cl	SO ₂
Морская вода	3.61	3.91	12.1	181	20.9
Limulus	5.62	4.06	11.2	187	13.4
Aurelia	5.18	4.13	11.4	186	13.2
Homarus	3.73	4.85	1.72	171	6.7
Acanthias	4.61	2.71	2.46	166	—
Carcharias	5.75	2.98	2.76	169	—
Gadus	9.50	3.93	1.41	150	—
Pollachius	4.33	3.10	1.46	138	—
Rana	—	3.17	0.79	136	—
Canis	6.62	2.8	0.76	139	—
Homo	6.75	3.10	0.70	129	—

Примечание: принято Na = 100

Впрочем, относительно стабильности солевого состава морской воды существуют разные точки зрения. Так, например, мнению А.Л. Яншина (1961) в докембрии Мировой океан имел воду с иным химическим составом солей, чем в современную эпоху. По данным Р.М. Гаррельса и Ф.Т. Маккензи (1974) существенно менялся состав морской воды и в фанерозойское время, причем как в отношении общей величины солёности, так и состава растворённых солей. Напротив, ряд других авторитетных исследователей (Соленакпление, 1968; Калинин, 1973) утверждает, что солевой состав вод Мирового океана, по крайней мере, в фанерозое был достаточно стабилен.

С позиций нашей модели эти разные точки зрения не противоречат друг другу, если в первом случае ориентироваться на состав плохо растворимых солей, отлагающихся в эпохи бомбардировок кометами, а во втором — на состав морской воды с хорошо растворимыми солями в условиях более длительных периодов времени между кометными падениями.

Современный химический состав вод Мирового океана как раз отвечает второй ситуации. При средней солёности вод 35 г/л присутствующие в них соли на 88.64% представлены хлоридами, на 10.80% сульфатами и на

0.34% карбонатами (Зекцер, Джамалов, 1989). И это несмотря на то, что ежегодно с континентов в Мировой океан сносится $\sim 10^5$ км³ воды с очень сильно варьирующим солевым составом (Джамалов, Сафронова, 2002).

Постоянство химического состава вод Мирового океана в современную эпоху, а также в другие периоды между кометными ливнями, как мы полагаем, обеспечивается механизмом Форчхаммера (Шопф, 1982). В соответствии с этим механизмом концентрация химических элементов в морской воде определяется не тем, в каком количестве они поступают в Мировой океан, а обратно пропорциональна той легкости, с которой эти элементы переходят в нерастворимое состояние при химических или биохимических реакциях. Данный механизм действует столь эффективно, что общую массу солей в любой точке Мирового океана с погрешностью не более 0.02 г на 1 литр морской воды можно рассчитать по содержанию одного иона – хлора.

При существующем содержании солей морская вода приобретает слабо щелочную реакцию с водородным показателем, колеблющимся в узких пределах $\text{pH} = 7.5\text{--}8.5$. Эта стабильность pH главным образом обеспечивается обменом двуокиси углерода CO_2 между атмосферой и Мировым океаном. При растворении CO_2 в морской воде возникает неустойчивая угольная кислота H_2CO_3 , распадающаяся с образованием бикарбонат HCO_3^- и карбонат CO_3^{2-} ионов, последние из которых связываются с Ca^{2+} в плохо растворимое соединение Ca_2CO_3 . В случае недостатка CO_2 бикарбонат превращается в карбонат и выпадает в осадок, а при избытке CO_2 карбонат превращается в бикарбонат и растворяется (Лебедев и др., 1974).

Отмеченный механизм стабилизации состава морской воды, по всей видимости, начал действовать в начале кембрия, и тогда же, с появлением у живых организмов кровеносной системы, был использован ими для повышения жизнестойкости. Благодаря чему многие морские, а позднее и земные организмы приобрели способность к выживанию в условиях даже очень сильных бомбардировок галактическими кометами, сопровождавшихся резкими колебаниями химического состава воздуха и воды.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В главе на основе галактоцентрической парадигмы предложены согласованные решения ряда ключевых проблем геологии, не нашедших пока удовлетворительного объяснения. Это проблемы: галактического года, глобальных изменений климата, крупномасштабных тектонических циклов, происхождения фосфатов и солей, и вендо-кембрийского взрыва жизни.

Кратко изложим суть этих проблем и новых их решений.

1. Гипотеза галактического года. Основана на идее связи цикличности важнейших геологических процессов на Земле с движением Солнца в Галактике. Причиной геологических циклов считается изменение положения

Солнца относительно центра Галактики, а также его колебания поперек галактической плоскости и попадание в спиральные галактические рукава.

Трудности гипотезы вызваны двумя обстоятельствами. Во-первых, упрощенностью современных взглядов на физическую природу галактик и отсутствием адекватной модели спиральности нашей звездной системы. И, во-вторых, существованием геологических процессов с различными периодами цикличности. В результате объяснения геологических циклов галактическим движением Солнца – это более или менее удачные спекуляции. Поэтому сегодня многие геологи от этой гипотезы отказались.

Галактоцентрическая парадигма, опирающаяся на более совершенную модель Галактики и в более полной мере учитывающая данные астрономии и геологии, эти недостатки устраняет. В новой парадигме крупные геологические циклы вызываются не самим галактическим движением Солнца, а тем, что оно пересекает струйные потоки и спиральные рукава Галактики. В эти сравнительно короткие эпохи Земля подвергается интенсивным бомбардировкам галактическими кометами, и примерно раз в миллиард лет Солнце взаимодействует с другими звездами Галактики, что приводит к массовому падению на планеты тел астероидного пояса.

2. Проблема изменений климата. Требуется ответ на четыре основных вопроса: 1) какова причина смены на протяжении последних 700 млн. лет «теплых» и «холодных» периодов; 2) что вызывает образование в холодные периоды глобальных покровных ледников; 3) почему холодные периоды повторяются через 150 млн. лет, что не соответствует периодичности других геологических процессов, в частности, осадочных; 4) вследствие чего самые мощные и продолжительные оледенения случаются с удвоенным периодом 300 млн. лет. И, наконец, 4) в чем причина повторения через 20-30 млн. лет, как в теплые, так и в холодные периоды сравнительно коротких более холодных эпох длительностью в несколько млн. лет.

Все отмеченные особенности климатических колебаний объяснены падениями комет струйных потоков Галактики при двух предположениях: 1) плоскость эклиптики наклонена к направлению на центр Галактики под углом $\sim 60^\circ$ и испытывает прецессию с периодом 2.7 ± 0.5 млрд. лет и 2) ось вращения Земли не меняет во времени угла наклона к плоскости эклиптики.

3. Проблема тектонических циклов. Состоит в объяснении причин существования трех планетарных тектонических циклов: Вилсона, Бертрана и Штилле длительностью 300-400 млн. лет, 150-200 млн. лет и ~ 30 млн. лет соответственно, с системой которых связывают движение континентальных и океанских плит. Первый и второй циклы выявляют на основании периодического возникновения и разрушения суперконтинентов, а третий на основании активизации на планете тектонических и магматических процессов.

Проблему тектонических циклов решают, привлекая две взаимоисключающие идеи: 1) конвективное перемешивание вещества мантии и 2) подвод

для этого энергии плюмами из земного ядра. Оба механизма разработаны слабо. Так что проблема сегодня далека от своего решения.

В новой парадигме причиной циклов Вилсона, Бертрана и Штилле являются все те же бомбардировки галактическими кометами. Эти бомбардировки вызывают не только оледенения, но и способны формировать и разрушать суперконтиненты. Модель хорошо объясняет наблюдаемые времена существования и закономерности разрушения двух последних суперконтинентов Гондваны и Паннотии, а также предсказывает появление на южном полюсе нового суперматерика.

Падения галактических комет являются более действенной причиной поддержания тектонической активности планеты, чем механизм глобальной мантийной конвекции. Кометы обеспечивают поступление необходимого количества энергии в астеносферу Земли в «нужное» время и в «нужное» место, не требуя ее транспортировки из земного ядра через всю мантию.

Тем самым: 1) не надо объяснять длительность циклов размерами конвективных ячеек и скоростью циркуляции их вещества; 2) не требуется за короткое время переносить энергию плюмами из ядра Земли к поверхности и 3) придумывать механизм, обеспечивающий периодическую смену структуры мантийной конвекции от обще мантийной к двухъярусной и наоборот. Это выгодно отличает новую парадигму от имеющихся представлений.

4. Проблема фосфатов и солей. Необъяснимыми в происхождении фосфатов и солей являются 3 вопроса: 1) причины формирования огромной массы фосфатов и солей в крайне непродолжительные периоды фанерозоя, 2) источник питания фосфатных и солеродных бассейнов фосфором и солями и 3) наличие связи между отложениями фосфатов и солей.

Специфика солеотложения и фосфатообразования в фанерозое объяснена поступлением на Землю комет с повышенным содержанием (доли %) солеобразующих химических элементов: Na, K, Mg, P, S, Cl, Ca и др., и их участием в геохимическом круговороте вещества на нашей планете.

Показано, что обогащенные этими нуклидами кометы выпадают на Землю в периоды пребывания Солнца в спиральных рукавах Галактики на удалении радиуса коротации от ее центра. При этом объясняются как времена образования фосфатов и солей, так и химический состав солей, а также распространенность их основных классов.

5. Проблема вендо-кембрийского «взрыва жизни». Суть проблемы заключается в объяснении причин радикального изменения на данном рубеже биосферы планеты. В эту короткую эпоху у морских животных появляются панцири и скелеты из фосфора и кальция, возникает система кровообращения и осуществляется переход к легочному типу дыхания. Позднее очень сильные, хотя и не такие революционные изменения биосферы происходят в конце перми, а также на границе мела и палеогена. Это позволяет подразделить фанерозой на три части, получившие название соответственно палеозойской, мезозойской и кайнозойской эр.

Вендско-кембрийская и последующие перестройки биосферы на границах мезозойской и кайнозойской эр объяснены поставкой на Землю кометами больших количеств Na, K, Mg, P, Cl, S, Ca и других элементов «жизни», которые организмы использовали в своем развитии. Однако эти элементы в нужном количестве начали поступать на Землю лишь ~550 млн. лет назад, когда, вследствие эволюции нашей звездной системы, орбита Солнца в апогалактии впервые достигла радиуса коротации Галактики.

До того орбита Солнца лежала внутри коротационного радиуса, и необходимой поставки этих химических элементов не происходило. Это обстоятельство отразилось и в том, что крупные скопления фосфатов, солей, сульфатов и т.д. стали возникать на нашей планете лишь в фанерозое.

Другим важным следствием данного события стало изменение режима геохимического круговорота вещества на Земле. Этот вопрос на примере углерода и воды анализируется в следующей главе.

ГЛАВА 9

ГЕОХИМИЧЕСКИЙ КРУГОВОРОТ ВЕЩЕСТВА НА ЗЕМЛЕ

Земная кора есть область нашей планеты, чрезвычайно сложная по своему строению. Ее происхождение нам неясно. По-видимому, она в своей основе сильно переработана постоянно в нее проникающими космическими излучениями. Она представляет не случайную группу явлений, но совершенно закономерное явление в истории планеты, своеобразный планетный механизм.

В.И. Вернадский

В предыдущих главах показано, что вследствие периодического попадания Солнца в струйные потоки Галактики, Земля и другие планеты Солнечной системы циклически подвергаются бомбардировкам галактическими кометами. За время одного кометного ливня продолжительностью 1–5 млн. лет на Землю может выпасть до 10^6 – 10^7 галактических комет (глава 4). Это равносильно поступлению на поверхность нашей планеты до 10^{21} – 10^{22} г кометной воды, на порядок меньшего количества углерода, а также всех других химических элементов таблицы Д.И. Менделеева в соответствии с их космическим обилием.

Поэтому, даже не принимая во внимание биотические, климатические, тектонические и другие аспекты падений на Землю галактических комет (главы 2, 7, 8), сам факт поступления на нашу планету столь большого количества космического вещества должен иметь для нее весьма серьезные геохимические последствия.

9.1. Постановка задачи. Формализация системы круговорота

В главе обсуждаются геохимические следствия выпадения на Землю галактических комет, и рассматривается важный вопрос об утилизации поступающего на планету кометного вещества.

Как минимум, можно указать на три таких наблюдаемых следствия.

Первое – это присутствие во всех земных породах в малых количествах на уровне кларка почти всех химических элементов периодической таблицы Д.И. Менделеева. Факт, которому В.И. Вернадский (2001) придавал исклю-

чительно большое значение и рассматривал как одну из принципиально важных нерешенных проблем геохимии.

Второе следствие – близость изотопных составов основных петрогенных элементов земной коры и углистых CI-хондритов. Это изотопное сходство экспериментально установлено, в частности, для азота и кислорода воздуха атмосферы, водорода морской воды, а также углерода живых организмов и нефтей (Галимов и др., 1982).

И, наконец, третий факт – это стабильность химического состава воздуха и воды на планете в течение длительного времени. Известно, что, по крайней мере, последние три миллиарда лет химический и изотопный составы вод Мирового океана и газов земной атмосферы не претерпевали сколько-нибудь значимых изменений (Вернадский, 2001; Холленд, 1989). Если же состав вод океана и газов атмосферы менялся, как, например, в эпохи биотических кризисов (Неручев, 1982; Веймарн и др., 1998), то затем очень быстро восстанавливался.

Все эти факты вполне объяснимы галактоцентрической парадигмой. Так, например, присутствие в земных породах кларкового содержания редких и рассеянных химических элементов – это прямое следствие разрушения в атмосфере Земли галактических комет (глава 4) и распыления их вещества в мелкодисперсной форме на огромных территориях.

Относительная стабильность химического состава вод Мирового океана и воздуха атмосферы, а также близость изотопного состава H, C, N, O и других петрогенных элементов литосферы веществу углистых CI-хондритов, представляющих собой низкотемпературный кометный конденсат (глава 6), есть все то же следствие постоянных бомбардировок Земли галактическими кометами. Количества поступающих из Галактики комет вполне достаточно для объяснения и этих фактов.

Вместе с тем механизм, обеспечивающий постоянство химического и изотопного состава вещества литосферы в условиях действия различных, в том числе космических дестабилизирующих факторов, заслуживает более детального обсуждения.

Данный вопрос изучается в рамках теоретической модели (Баренбаум, 1998б, 2000), реализующей идеи В.И. Вернадского о глобальном геохимическом круговороте вещества на Земле с участием биосферы (Вернадский, 1960; Ярошевский, 1988).

В соответствии со взглядами В.И. Вернадского под биосферой будем понимать систему верхних оболочек нашей планеты, охваченных жизнью. Сверху биосфера граничит с окружающим Землю космическим пространством, а снизу, в океанах, достигает дна глубочайших впадин, а на континентах простирается до глубин порядка 7-10 км, где по современным представлениям все еще возможна жизнь.

Следуя В.И. Вернадскому, мы рассматриваем биосферу как некую самоорганизующуюся систему геохимического круговорота, действующую на

определенных принципах. Механизм ее функционирования мы частично затронули в главе 8 в связи с рассмотрением проблем происхождения фосфатов и солей, а также причин вендо-кембрийского взрыва жизни.

В настоящей главе обсуждается общая модель геохимического круговорота, позволяющая придать взглядам В.И. Вернадского на биосферу необходимое теоретическое обоснование (Баренбаум, 1998б). Одновременно демонстрируется, что эта модель указывает путь решения ряда других принципиальных проблем геологии, связанных, в частности, с происхождением и эволюцией гидросферы Земли и образованием нефти и газа.

Основное внимание в главе уделяется теоретическому анализу данной модели применительно к геохимическому круговороту углерода и воды на Земле с учетом их периодического поступления из космоса.

Нами обсуждаются два, по-видимому, основных механизма самоорганизации такого круговорота, действовавших на протяжении всей геологической истории Земли. На примере углерода и воды рассмотрены особенности действия каждого из механизмов в фанерозое и докембрии.

9.1.1. Представления В.И. Вернадского

«Земная кора – писал В.И. Вернадский (1960) – есть область нашей планеты, чрезвычайно сложная по своему строению. Ее происхождение нам неясно. По-видимому, она в своей основе сильно переработана постоянно проникающими в нее космическими излучениями. Она представляет совершенно закономерное явление в истории планеты, своеобразный планетный механизм».

Данный «планетарный механизм» В.И. Вернадский отождествляет с деятельностью биосферы, которую он считает главной геологической силой в развитии Земли, причем силой космической:

«В геологической истории нашей планеты есть времена большей или меньшей интенсивности геологических процессов. Наибольшая интенсивность этих процессов проявляется в пределах биосферы. Никакого объяснения этих фактов мы не знаем, но едва ли правильна мысль большинства геологов, что причину ее надо искать внутри планеты. Вернее всего она связана с активностью биосферы, с космичностью ее вещества. Причина лежит вне планеты».

В.И. Вернадский полагает, что на Землю из космоса поступают вещество и энергия, которые усваиваются биосферой и преобразуются ею во все происходящие на планете геологические процессы. Он утверждает:

«Часть вещества биосферы, может быть большая, неземного происхождения, попадает на нашу планету извне, из космических пространств».

При этом источником поступающего на Землю космического вещества и энергии В.И. Вернадский считает не Солнце, а Галактику:

«Солнце по своему значению на нашей планете – по данным геологии – отнюдь не играет той исключительной роли, которую рисует планетный

астроном для планет. <...> Влияние Млечного пути, т.е. Галактики, для нас, по-видимому, доминирует».

Однако эти взгляды В.И. Вернадского при его жизни не нашли отклика коллег. Ведь о влиянии Галактики на геологические процессы Земли тогда знали крайне мало. Так что представления В.И. Вернадского о решающей роли биосферы в геохимической утилизации поступающего на планету космического вещества смогли получить подтверждение лишь в результате разработки галактоцентрической парадигмы (Баренбаум, 2002).

9.1.2. Система круговорота углерода

Анализируемая нами принципиальная схема круговорота углерода на Земле с учетом его приноса галактическими кометами показана на рис. 83.

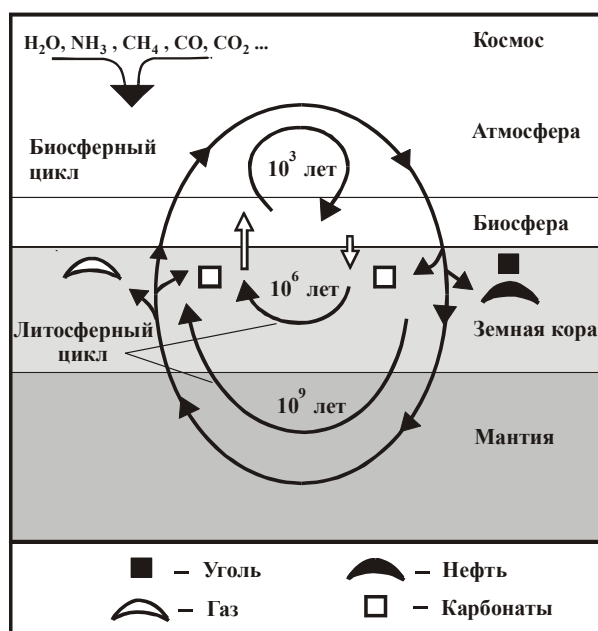


Рис. 83. Схема глобального круговорота углерода на Земле

«Открытый» характер схеме придает верхняя стрелка слева с указанием главных кометных газов. Этой стрелкой подчеркнут тот факт, что поступление на Землю углерода и воды резко преобладает над их утечкой в космос. Как относительно автономные выделены три основных круга циркуляции углерода – биосферный и два литосферных: быстрый и медленный. Каждый из них в свою очередь включает несколько сравнительно автономных

подсистем, где происходит накопление и удержание углерода. В биосферном цикле – это атмосфера, живое вещество, Мировой океан и почвы (илы). А в литосферных циклах – породы земной коры и верхней мантии.

Рассмотрим важнейшие функции этих элементов в круговороте.

Биосферный цикл. Следуя В.И. Вернадскому, биосферным назван наземный цикл круговорота углерода, для которого влияние жизни оказывается решающим. Основными элементами этого цикла, как подсистем циркуляции углерода, являются атмосфера, живое вещество, Мировой океан, а также почвы и илы.

Атмосфера – самая внешняя, газовая оболочка Земли, отделяющая физические процессы на планете от процессов в космическом пространстве. В силу особого положения, атмосфера в круговороте выполняет две важные функции: «обменную» – через нее происходит обмен Земли энергией и веществом с космическим пространством, и «защитную» – она ограждает все живое на планете от губительного ультрафиолетового излучения Солнца.

Защищает атмосфера и от непосредственного падения на поверхность Земли галактических комет. В ней ледяные ядра комет разрушаются, а их вещество рассеивается на огромных территориях. Выделяющиеся газы, за исключением водорода и гелия, полностью остаются в атмосфере. Вместе с другими газами в атмосферу поступают также кометная вода и углерод.

В настоящее время в равновесии с Мировым океаном и живыми организмами в атмосфере содержится $(4 \div 7) \cdot 10^{17}$ г углерода в основном в форме CO_2 . Время жизни одной молекулы CO_2 в воздухе составляет от 6.3 до 10 лет (Круговорот, 1980; Будыко, 1980; Будыко и др. 1985; Борисенко, Кондратьев, 1988; Кондратьев, Крапивин, 2004).

Живое вещество – самая подвижная часть углерода планеты, крайне неравномерно распределенная по ее поверхности. В составе живых существ сегодня сконцентрировано $(0.8 \div 3.0) \cdot 10^{18}$ г углерода на суше и $(1.5 \div 7.0) \cdot 10^{15}$ г в Мировом океане (Кондратьев, Крапивин, 2004). Это вещество быстро обновляется. Общая продуктивность биосферы Земли по углероду составляет $7.8 \cdot 10^{16}$ г в год. При этом продуктивность континентов $(5.3 \cdot 10^{16})$ г в год примерно в 2 раза выше, чем океанов $2.5 \cdot 10^{16}$ г в год. Среднее время нахождения углерода в составе живого вещества, в основном, определяется биомассой лесов (Круговорот, 1980) и исчисляется несколькими десятками лет.

Эти оценки земной биомассы и ее продуктивности относятся только к настоящему времени. В фанерозое видовой состав и общая масса живых организмов, населявших Землю, сильно варьировали (Алексеев, 1989). Максимальные изменения биоты отмечены в эпохи кометных бомбардировок, когда могло вымирать до 20-50% семейств живших на Земле организмов.

Накапливая и «пропуская» через себя подвижный углерод, биота привлекает его в общий круговорот вещества на планете. При этом она выполняет еще одну важную функцию – перераспределяет углерод по земному шару в соответствии с существующей в тот момент географической обстановкой.

новкой и климатической зональностью (Круговорот, 1980; Кондратьев, Крапивин, 2004).

Мировой океан. В Мировом океане сегодня сосредоточено 94% всей имеющейся на планете свободной воды (общая масса современной гидросферы $1.46 \cdot 10^{24}$ г). В его водах также растворено $5 \cdot 10^{22}$ г солей и значительная масса газов. В их числе в равновесии с атмосферой находится $1.4 \cdot 10^{20}$ г CO_2 , что почти в 60 раз больше его содержания в атмосфере, а также присутствуют карбонат CO_3^{2-} и бикарбонат HCO_3^- -ионы, которые связываются Ca^{2+} в плохо растворимое соединение CaCO_3 . При недостатке CO_2 в воде бикарбонат превращается в CaCO_3 и выпадает в осадок, а при его избытке карбонат превращается в бикарбонат и растворяется. Время жизни CO_2 в океане по разным оценкам составляет $400 \div 700$ лет (Круговорот, 1980).

Сходные механизмы саморегулирования действуют и для других растворенных в морской воде химических элементов (Лебедев и др., 1974). В результате, состав воды в Мировом океане на протяжении фанерозоя оставался в среднем вполне стабильным (Шопф, 1982; Жарков, 1978).

Исключительно важная роль Мирового океана в круговороте углерода вызвана двумя его особенностями. С одной стороны, способностью накапливать большие массы углерода, а с другой – возможностью сравнительно быстро направлять в осадок излишки присутствующих в морской воде CO_2 и других веществ, выводя их тем самым из биосферного цикла.

Почвы и илы – это наиболее сложные биокосные тела биосферы. Располагаясь на границах земной коры с атмосферой и гидросферой, они способствуют быстрому химическому преобразованию УВ с последующим переходом углерода из биосферного цикла в литосферный и наоборот. По имеющимся данным (Круговорот, 1980; Малиновский, 1990) в почву и илы ежегодно переходят $(0.8 \div 5.8) \cdot 10^{14}$ г углерода в виде органического вещества отмерших растений и животных и $(1.6 \div 2.8) \cdot 10^{14}$ г углерода, фиксированного в карбонатных осадочных породах. А при разложении этого углеродсодержащего вещества образуется и выделяется $(2.5 \div 3.7) \cdot 10^{13}$ г углерода в год в основном в форме CO_2 . В эпохи интенсивного выпадения комет и массовой гибели живых организмов эти цифры, разумеется, резко возрастают.

Общее содержание углерода в почвенном слое ныне оценивается очень неуверенно $(1.8 \div 12) \cdot 10^{17}$ г (Круговорот, 1980; Малиновский, 1990). Считается, что полная минерализация захороненного в этом слое органического вещества происходит за $200 \div 500$ лет. Причем основная масса углеродсодержащего вещества, как восстановленного, так и окисленного состава, преобразуется здесь за время порядка $10 \div 20$ лет (Круговорот, 1980). Активной переработке этого вещества способствует высокая насыщенность почв и илов живыми организмами, от простейших до высших.

Литосферный цикл. Литосферным назван подземный уровень циркуляции углерода, связанный с преобразованиями углеродсодержащего веще-

ства в ходе ведущих геологических процессов в земной коре и мантии планеты. В отличие от биосферного цикла время круговорота углерода в литосфере растягивается на миллионы и даже миллиарды лет.

Минимальная оценка $\sim 10^6$ лет соответствует быстрому литосферному циклу круговорота, вызванному в основном деструкцией отмершего органического вещества в земной коре при осадконакоплении. А максимальная $\sim 10^9$ лет – медленному литосферному циклу, обусловленному погружением осадочных пород в мантию Земли при субдукции литосферных плит.

Земная кора – основное место на планете, где происходит накопление выводимого из биосферного цикла углерода и его наиболее сильное структурное преобразование. По оценкам А.Б. Ронова (1980) в осадочных породах фанерозоя содержится $9.1 \cdot 10^{21}$ г рассеянного биогенного углерода и $1.8 \cdot 10^{22}$ г такого же углерода присутствует в первично-осадочной метаморфической части гранитного слоя земной коры. Еще большее количество углерода $(4 \div 5) \cdot 10^{22}$ г в форме уголекислоты связано в карбонатных породах.

Значительная часть углерода земной коры находится в подвижном состоянии, будучи растворена в подземных водах и гидротермальных растворах. Существенное количество углерода также представлено углеводородами, которые в силу плохой растворимости в воде образуют собственные скопления в виде нефти и газа. Подсчитано (Гаврилов, 1986), что во всех известных и потенциально вероятных месторождениях нефти и газа сегодня может быть сконцентрировано $(1 \div 3) \cdot 10^{19}$ г углерода.

Верхняя мантия в нашей схеме выполняет примерно те же функции, что и земная кора. С той лишь разницей, что погружение осадочных пород в мантию и последующее вовлечение содержащегося в них углерода в биосферный цикл требует намного большего времени. Основной подток УВ к земной поверхности с глубин (дегазация) происходит по отдельным, длительно существующим разломам земной коры в форме газов (Войтов, 1986).

Общая масса газов, присутствующих в мантии, оценивается величиной $(3 \div 4.5) \cdot 10^{23}$ г (Соколов, 1971; Корценштейн, 1984). Доля среди них углеродсодержащих газов (CH_4 , CO_2 и др.) по разным оценкам составляет от 50% (Воронов, 1980) до 80–90% (Корценштейн, 1984).

Между этими основными хранилищами углерода на всех структурных уровнях системы идет постоянный обмен подвижным углеродом, который и представляет собой суть явления геохимического круговорота.

Системой значков на рис. 83 показаны скопления каустобиолитов и карбонатов, которые рассматриваются (Баренбаум, 1996) как побочные продукты циркуляции углерода через земную поверхность. Значки справа отражают возможность формирования скоплений нефти и газа на нисходящей ветви круговорота, а слева – на его восходящей ветви.

В связи с проблемой нефтегазообразования наиболее важен для нашего дальнейшего анализа вопрос обмена углеродом его наземных и подземных резервуаров. Данный обмен показан на рис. 83 толстыми вертикальными

стрелками разной длины. Короткой стрелкой обозначен поток углерода из надземной биосферы в литосферу, а длинной – противоположный процесс.

Разной длиной стрелок мы хотим привлечь внимание к двум балансовым проблемам в существующей картине циркуляции углерода через поверхность Земли. Так, по имеющимся данным (Войтов, 1986) общая масса органического и карбонатного углерода, захораниваемая ежегодно при осадконакоплении примерно на порядок ниже, чем масса углерода, поступающего из земных недр при дегазации. При этом если в земной коре захоранивается окисленный углерод, то из литосферы в биосферу, в основном, поступает углерод восстановленный в форме метана (CH_4) и его гомологов.

Наша модель круговорота (Баренбаум, 1998б) эти проблемы устраняет. Первая учетом массы подвижного углерода, выводимого в форме углекислоты (H_2CO_3) из надземной биосферы в земную кору метеогенными водами при их климатическом круговороте. А вторая решается тем, что земная поверхность в круговороте играет роль своеобразного геохимического барьера. В результате круговорот происходит таким образом, что над поверхностью Земли подвижный углерод циркулирует в окисленном виде (CO_2 и живое вещество), а под земной поверхностью этот углерод преимущественно находится в восстановленном состоянии.

9.1.3. Принцип действия системы

Принцип действия системы геохимического круговорота заключается в следующем. В сравнительно короткие эпохи кометных бомбардировок на Землю выпадает большое количество космического углерода (см. табл. 32), который активно поглощается живыми организмами и включается в общий круговорот вещества на планете. Перераспределяясь по отдельным уровням схемы (рис. 83), поступающее вещество нарушает сложившееся на Земле геохимическое равновесие. В соответствии с принципом Ле-Шателье это резко активизирует на планете ряда обменных биологических, климатических, геологических и другие природных процессов, которые способствуют возвращению системы в устойчивое состояние.

Поэтому в эпохи массового падения комет, вследствие этих процессов, система стремится быстро освободиться от «ненужных» веществ, в первую очередь, излишков воды и углерода, и вывести их из круговорота. Основная масса кометной воды при этом, так или иначе, поступает в Мировой океан, скачком поднимая его уровень на десятки метров (Шопф, 1982). Вместе с водой в океан в большом количестве сносятся углеродсодержащее вещество и остальной космический материал. В результате чего в эпохи падений комет содержания Al, P, Ca, Fe, Cu, U, Ir, Os и других химических элементов в морской воде увеличиваются в десятки – сотни раз (Неручев, 1982, 1988).

После прекращения кометных падений состав морской воды быстро приходит в норму, а в океане и краевых морях отлагаются специфические,

сравнительно маломощные (порядка десятков – сотен метров) геохимически аномальные прослои пород, преобразующиеся затем в черные сланцы.

Отличительной чертой этих пород является их существенное обогащение органогенным углеродом вымершей при падениях комет биоты, а также многими рассеянными и редкими химическими элементами. Вследствие этого черносланцевые формации принято считать основным и едва ли не единственным (Неручев, 1988) типом «нефтематеринских свит» и рассматривать (Юдович, Кетрис, 1986) в качестве главного источника рудного вещества при формировании месторождений широкого круга полезных ископаемых. С черными сланцами обычно ассоциируются крупные скопления нефти, битумов, фосфора, урана, золота, платины, цинка, меди, и др.

При последующем погружении нефтематеринские породы претерпевают несколько стадий преобразования (Леворсен, 1970; Вассоевич, 1986; Перродон, 1991; Баженова и др., 2000; Конторович, 2004). На первой стадии (диагенеза) осадочная порода быстро уплотняется и частично обезвоживается, одновременно теряя до ~20-30% углеводородов в форме метана.

С увеличением глубины погружения и повышением давлений и температур $>50^{\circ}\text{C}$ (стадия катагенеза), выделение метана резко возрастает, и в осадке начинается генерация жидких УВ. Со временем, а также при дальнейшем более сильном погружении и разогреве ресурсная функция исходного органического вещества постепенно истощается, и оно превращается в сильно углефицированный остаток. Часть осадочных пород при этом метаморфизуется, подвергаясь процессам литификации и гранитизации. Вследствие этого до ~20% органики может попадать в породы фундамента.

Отделяющиеся от исходного вещества газообразные и жидкие УВ попадают в поровую систему породы. Здесь они либо растворяются в поровых флюидах и водах, либо, вытесняя последние, в благоприятных геологических условиях образуют залежи нефти и газа. В случае нагрева до температур 150°C и выше, УВ теряют «биологическую» метку, а при длительной миграции в составе подземных вод и многократном окислении – восстановлении к тому же изменяют изотопный состав углерода.

При высоких температурах и давлениях подземные флюиды в больших количествах растворяют УВ и могут переносить их на далекие расстояния (Флоровская и др. 1986). При этом, начиная с глубин несколько километров, жидкие и газообразные углеводороды становятся основным компонентом подземных вод и флюидов (Летников и др., 1977).

Эти флюиды в основном циркулируют по отдельным ослабленным зонам пород, которыми обычно являются долго не залечивающиеся, крупные субвертикальные разломы земной коры. Попадая в более мягкие термобарические условия, флюиды выделяют растворенные в них углеводородные газы и другие компоненты. Последовательно освобождаясь от веществ с разной температурой минералообразования, они способны формировать

промышленные скопления многих полезных ископаемых и, в первую очередь, газа, нефти и битумов.

Данное обстоятельство отражено на схеме (рис. 83) соответствующими значками. Правая их группа показывает возможность формирования залежей каустобиолитов и карбонатных пород на нисходящей ветви круговорота, а левая – на его восходящей ветви. В первом случае образование УВ происходит вследствие термической переработки содержащихся в осадочных породах биогенных останков, а во втором – за счет абиогенного синтеза УВ из окисленных форм углерода в более глубоких земных недрах.

Вследствие квазипериодических бомбардировок галактическими кометами, все новые и новые порции космического углерода и воды в соотношении $\sim 1:10$ (см. табл. 32) поступают на поверхность Земли, вызывая закономерный рост их общей массы в биосфере. Включаясь в происходящий на планете круговорот вещества, они соответствующим образом перераспределяются по разным его структурным циклам.

Этим обстоятельством мы объясняем кометную пропорцию на Земле $\sim 10:1$ между общей массой воды $\approx 2 \cdot 10^{24}$ г (Львович, 1986) и подвижного углерода $\sim (2-4) \cdot 10^{23}$ г (Соколов, 1971; Воронов, 1980; Корценштейн, 1984). Однако распределены они на планете по-разному. Если большая часть воды ($1.46 \cdot 10^{24}$ г) в настоящее время присутствует в Мировом океане, а в подземной гидросфере ее в два раза меньше, то с подвижным углеродом ситуация иная. Почти весь он в восстановленном состоянии находится под поверхностью планеты – в мантии и в земной коре. Тогда как над самой земной поверхностью этого углерода в $\sim 10^4$ раз меньше ($\approx 4 \cdot 10^{19}$ г), он окислен и в основном сосредоточен в водах Мирового океана.

Примечательно, что масса подвижного углерода (во всех его формах) в надземной биосфере сопоставима с находящимися в земной коре запасами нефти и газа, оцениваемыми величиной $(1 \div 3) \cdot 10^{19}$ г (Гаврилов, 1986).

9.2. Теоретический анализ круговорота углерода

Теоретический анализ схемы (рис. 83) позволяет объяснить указанное распределение углерода и воды на планете и, заодно, исследовать динамику поведения во времени поступающего и циркулирующего на Земле космического вещества при разных условиях задачи (Баренбаум, 1998б, 2002).

9.2.1. Стационарное состояние системы

В условиях периодического поступления на Землю больших порций космического вещества стабильное функционирование системы требует обязательного вывода из активного кругооборота излишков углерода (и воды) и их фиксацию на какое-то время в неких «резервуарах» (Костицин, 1984). Этими резервуарами – накопителями подвижного углерода служат

основные структурные элементы схемы рис. 83: Мировой океан, живое вещество, атмосфера, почвы, а также породы земной коры и верхней мантии.

Каждую из этих подсистем-резервуаров охарактеризуем двумя параметрами: n_i – количеством подвижного углерода во всех его формах, находящегося в ней данный момент времени, и τ_i – средним временем пребывания углерода, теоретически рассчитываемой величиной, определяющей скорость обмена углеродом данной подсистемы со всеми другими резервуарами системы.

Очевидно, что при геохимическом равновесии для всех резервуаров системы (рис. 83) должно выполняться условие

$$\frac{n_i}{\tau_i} = C = \text{const}, \quad (9.1)$$

Если условие (9.1) выполняется, то система динамически устойчива, и уход углерода из какой-либо одной ее подсистемы восполняется его поступлением из других. Если же не выполняется, то в системе возникают не скомпенсированные перетоки вещества, которые стремятся вернуть ее к равновесию, и такая система не является стационарной.

На рис. 84 приведено современное распределение углерода по отдельным подсистемам биосферного цикла, построенное по данным многих авторов (Круговорот, 1980; Seiler, Crutzen, 1980; Будыко, 1980, 1985; Degens et al., 1984; Бютнер, 1986; Борисенков, Кондратьев, 1988).

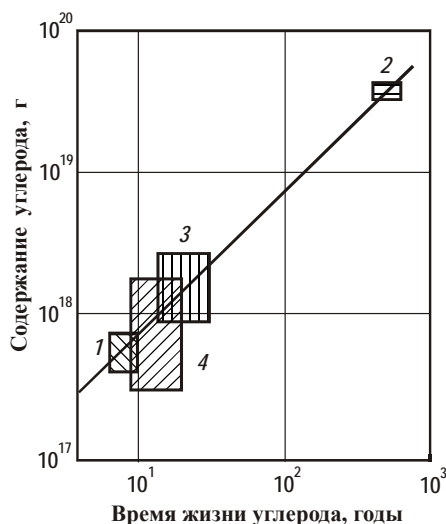


Рис. 84. Сопоставление содержания углерода и его времени жизни в земной атмосфере (1), Мировом океане (2), живом веществе (3) и почвенно-иловом слое (4): прямоугольники показывают разброс имеющихся оценок

Несмотря на большой разброс эмпирических данных, на основании рис. 84 можно сделать вывод, что система циркуляции углерода в биосферном цикле в настоящее время находится в стационарном состоянии с константой равновесия $C = 7 \cdot 10^{16}$ г/год.

Величина C имеет физический смысл скорости геохимической циркуляции углерода в биосферном цикле круговорота и отвечает ее такому значению, при котором вся масса углерода биосферы $n = \sum n_i \approx 4 \cdot 10^{19}$ г совершает полный цикл преобразования за время $\tau = \sum \tau_i \approx 600$ лет.

Сопоставляя значение этой скорости с интенсивностью поступления углерода из литосферы в наземную биосферу $I_{21} = (1-5) \cdot 10^{15}$ г/год (Войтов, 1986), находим, что между ними существует очень интенсивный обмен, вследствие которого подвижный углерод биосферы полностью заменяется за время 10–20 лет. Это возможно лишь в случае тесной связи биосферного и литосферного циклов круговорота углерода и пребывания всей геохимической системы его циркуляции в динамическом равновесии.

Аналогично углероду могут быть найдены величины геохимических констант равновесия для круговоротов воды и кислорода. Их значения для углекислоты биосферы, кислорода атмосферы, вод Мирового океана приведены в табл. 41.

Таблица 41. Константы круговорота углекислоты, кислорода и воды

Тип круговорота	Геохимическая константа круговорота, $C \cdot 10^{-17}$ г/год
Биосферный круговорот CO_2	2.56
Циркуляция атмосферного кислорода	2.75
Геологический круговорот вод Мирового океана	2.64

В табл. 41 константа для CO_2 получена простым пересчетом величины C на долю углерода в диоксиде углерода. При расчете константы круговорота воды использованы данные, согласно которым время геологического круговорота вод Мирового океана через срединные океанические хребты составляет 8 млн. лет (Басков, Кирюхин, 1993). Константа кислорода взята из балансовых расчетов Уокера (Walker, 1977) для воздуха атмосферы. Точность расчета констант для диоксида углерода определяется построениями графика рис. 84 и, по-видимому, не хуже 20%, для воды 15–20% (Круговорот, 1980), а для кислорода составляет 2% (Малиновский, 1990).

Данные табл. 41 свидетельствуют, что в пределах точности эмпирических данных круговороты воды, кислорода и углекислоты характеризуются одной и той же константой геохимического равновесия $C = 2.7 \cdot 10^{17}$ г/год.

Полученный результат означает, что на Земле нет самостоятельных круговоротов этих веществ, а, как полагал В.И. Вернадский, существуют их общий круговорот в пределах единой геохимической системы.

Объединяющим началом такой системы, очевидно, выступает живое вещество, которое, входя общим составным элементом в круговороты воды, углекислоты и кислорода, приводит их скорости циркуляции в геохимическое равновесие с круговоротом воды.

9.2.2. Нестационарное состояние системы

В соответствии со схемой рис. 83 биосферно-литосферный круговорот углерода в общем случае может быть описан системой уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} + \frac{n_1}{\tau_1} &= \alpha_{12}n_2 + \alpha_{13}n_3 + Q(t); \\ \frac{dn_2}{dt} + \frac{n_2}{\tau_2} &= \alpha_{21}n_1 + \alpha_{23}n_3; \\ \frac{dn_3}{dt} + \frac{n_3}{\tau_3} &= \alpha_{31}n_1 + \alpha_{32}n_2,\end{aligned}\tag{9.2}$$

где n_1, n_2, n_3 и τ_1, τ_2, τ_3 – соответственно количество углерода и его время жизни в каждом из трех циклов; $Q(t)$ – функция поступления на Землю космического УВ; α_{ij} – параметры обмена углеродом между циклами.

Первое уравнение системы (9.2) отражает геохимический круговорот углерода в биосфере (над земной поверхностью), второе – в подземной литосфере, а третье – учитывает связывание углерода горными породами, т.е. вывод его на долгое время из активного круговорота.

Решение системы уравнений (9.2) даже при самых простых предположениях относительно его параметров и начальных условий очень громоздко и трудно поддается содержательному анализу. Тем не менее, для ряда приложений вполне оправданным (Баренбаум, 19986) оказывается учет только двух первых уравнений системы (9.2).

В предположении, что весь принесенный кометами углерод включается в круговорот ($\alpha_{31} = \alpha_{32} = 0$) и что величины τ_1, τ_2 и α_{12}, α_{21} являются константами, эта система сводится к линейному дифференциальному уравнению второго порядка относительно $n_2(t)$:

$$\frac{d^2n_2}{dt^2} + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)\frac{dn_2}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_1\tau_2} - \alpha_{12}\alpha_{21}\right)n_2 = \alpha_{21}Q(t).\tag{9.3}$$

Полагая, что общее решение уравнения (9.3) может быть представлено как $n_2(t) = A \exp(pt)$, где p – константа, величину p находим из решения характеристического уравнения:

$$p^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) p + \left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2} - \alpha_{12} \alpha_{21} \right) = 0. \quad (9.4)$$

Откуда получаем

$$p_1 \cong -(1/\tau_1 + 1/\tau_2) \quad \text{и} \quad p_2 \cong -\frac{1 - \tau_1 \tau_2 \alpha_{12} \alpha_{21}}{\tau_1 + \tau_2}. \quad (9.5)$$

Конкретный вид решения уравнения (9.3) зависит от функции источника $Q(t)$. Приведем эти решения для двух случаев поступления на Землю кометного вещества, которые потребуются нам для дальнейшего анализа: 1) бесконечно узкий единичный импульс $Q(t) = \delta Q_0$ и 2) последовательность узких импульсов с постоянной частотой следования.

Первый случай соответствует падению одной кометы или выпадению их множества за время $\Delta t \ll \tau_1$. Принимая в качестве начальных условий $n_1(0) = Q_0$ и $n_2(0) = 0$, решение (9.3) находим в виде:

$$n_1(t) = \frac{Q_0}{p_1 - p_2} \left[\left(p_1 + \frac{1}{\tau_2} \right) e^{p_1 t} - \left(p_2 + \frac{1}{\tau_2} \right) e^{p_2 t} \right]; \quad (9.6)$$

$$n_2(t) = \frac{\alpha_{21} Q_0}{p_1 - p_2} (e^{p_1 t} - e^{p_2 t}) \quad (9.7)$$

Второй случай соответствует строго периодическому поступлению порций вещества Q_0 . Если период следования импульсов $T \ll 1/p_2$, имеем

$$n_1(t) = \frac{Q_0}{p_1 - p_2} \left[\left(1 + \frac{1}{p_1 \tau_2} \right) \frac{e^{p_1 t} - e^{p_1(t-kT)}}{1 - e^{p_1 T}} - \left(1 + \frac{1}{p_2 \tau_2} \right) \frac{e^{p_2 t} - e^{p_2(t-kT)}}{1 - e^{p_2 T}} \right]; \quad (9.8)$$

$$n_2(t) = \frac{Q_0 \alpha_{21}}{p_1 - p_2} \left[\frac{e^{p_1 t} - e^{p_1(t-kT)}}{1 - e^{p_1 T}} - \frac{e^{p_2 t} - e^{p_2(t-kT)}}{1 - e^{p_2 T}} \right], \quad (9.9)$$

где $k = t/T$ – целое число.

Проанализируем эти решения для условий поступления на Землю углерода и воды. Анализ выполним для современного состояния системы, характеризующегося величиной константы $C = 2.7 \cdot 10^{17}$ г/год.

Предварительно зададимся константами τ_1 и τ_2 круговорота углерода в биосферном и литосферном циклах. Значение τ_1 примем таким же, как в современную эпоху $\tau_1 = 600$ лет. При определении τ_2 будем исходить из предположения, что подвижный углерод и вода имеют на Земле кометное происхождение. Поэтому их количества в быстром литосферном цикле должны быть связаны между собой в пропорции $\sim 1:10$. Поскольку такое их соотно-

шение действительно наблюдается, массу подвижного углерода можно принять равным ~ 0.1 массы свободной воды, что составит $n \sim 1 \cdot 10^{23}$ г.

Заметим, что величина n хорошо согласуется с общим количеством растворенных газов в подземной части гидросферы $(1-4.5) \cdot 10^{23}$ г (Корценштейн, 1984; Соколов, 1971), включающей земную кору и самые верхи мантии (Кириухин и др., 1988). Причем доля метана среди всех растворенных газов достигает 50–80% (Воронов, 1990).

Полагая $n = 1 \cdot 10^{23}$ г, находим $\tau_2 = n/C = 1.3$ млн. лет. То есть в случае круговорота углерода константы τ_1 и τ_2 очень сильно различаются ($\tau_1 \ll \tau_2$).

Решения уравнений (9.6) и (9.7) для этого случая приобретают вид:

$$n_1(t) = \frac{\tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21} Q_0}{1 + \tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21}} \left[e^{-\beta \frac{t}{\tau_2}} + \frac{1}{\tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21}} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right]; \quad (9.10)$$

$$n_2(t) = \frac{\alpha_{21} \tau_1 Q_0}{1 + \tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21}} \left[e^{-\beta \frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right], \quad (9.11)$$

где $\beta = 1 - \tau_1 \tau_2 \alpha_{12} \alpha_{21}$ – малый параметр ($\beta \ll 1$).

В соответствии с формулами (9.10) и (9.11) весь выпадающий на Землю углерод за время биосферного цикла $\tau_1 < 1000$ лет захоранивается с осадками в земной коре, откуда затем он возвращается на дневную поверхность, но за существенно большее время τ_2/β , исчисляемое многими десятками – сотнями миллионов лет.

При $t \rightarrow \infty$ содержания подвижного углерода в биосферном и литосферном циклах асимптотически стремятся к соотношению (9.1):

$$n_1 = \frac{\tau_1}{\tau_2} n_2 \quad (9.12)$$

Таким образом, практически весь остающийся в подвижном состоянии кометный углерод со временем концентрируется в земной коре (и мантии), и лишь малая его часть $\tau_1/\tau_2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ оказывается вовлеченной в биосферный цикл на земной поверхности.

В циклическом случае имеем решение

$$n_1(t) = \frac{\tau_1 Q_0}{(1 + \tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21}) T} \left[\frac{\tau_1 (1 - \beta)}{\beta \tau_2} \left(e^{\beta \frac{mT}{\tau_2}} - 1 \right) e^{-\beta \frac{t}{\tau_2}} + \left(e^{\frac{mT}{\tau_1}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right]; \quad (9.13)$$

$$n_2(t) = \frac{\alpha_{21} \tau_1^2 Q_0}{(1 + \tau_1^2 \alpha_{12} \alpha_{21}) T} \left[\frac{\tau_2}{\beta \tau_1} \left(e^{\beta \frac{mT}{\tau_2}} - 1 \right) e^{-\beta \frac{t}{\tau_2}} - \left(e^{\frac{mT}{\tau_1}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right]. \quad (9.14)$$

Согласно полученным решениям при длительном ($t \gg 1/p_2$) поступлении на Землю комет количество участвующего в круговороте углерода будет различным в зависимости от знака и величины параметра β . При этом возможны два режима функционирования системы: без накопления ($\beta \geq 0$) и с накоплением ($\beta < 0$) в ней подвижного углерода.

В режиме $\beta \geq 0$ темп поступления кометного углерода и, соответственно, скорость его вовлечения в круговорот будут ниже, чем скорость вывода подвижного углерода из круговорота. В результате общая масса циркулирующего в системе углерода в любой момент времени оказывается не больше его количества Q_0 , приносимого за цикл кометами.

В частности, при $\beta T \gg \tau_2$ весь поступающий на Землю углерод за время цикла T полностью минерализуется и выводится из кругооборота. В этом случае подвижный углерод может находиться на земной поверхности лишь в периоды кометных бомбардировок и после выхода Солнечной системы из потока комет должен быстро поглощаться. Так что к моменту поступления новой порции кометного вещества количество подвижного углерода в биосфере снижается до нуля. Это обстоятельство делает невозможным постоянное присутствие на планете высокоорганизованных живых существ и препятствует циркуляции углерода в системе в целом. Такая ситуация, вероятно, могла иметь место на очень раннем этапе эволюции Земли, когда на ней не существовало еще полноценной атмосферы, а океан только формировался, и накапливать УВ на земной поверхности было просто негде.

Режим с $\beta < 0$. Принципиальное отличие этого режима от предыдущего состоит в том, что в системе происходит накопление подвижного углерода и его все более и более широкое вовлечение в круговорот. Поэтому общая масса участвующего в круговороте углеродсодержащего вещества на Земле экспоненциально растет:

$$n_1(t) + n_2(t) = Q_0 \frac{e^{p_2 t} - 1}{Tp_2}. \quad (9.15)$$

Последний множитель в формуле (9.15) имеет физический смысл фактора накопления. Он показывает, насколько масса циркулирующего в системе углерода превышает его количество, приносимое за один цикл кометами. Учитывая экспоненциальный характер зависимости этого множителя от t , его величина со временем может стать очень большой. Вследствие этого количество углерода в круговороте в моменты поступления кометного вещества, хотя и будет меняться, но гораздо меньше, чем в первом случае.

Поэтому в случае $\beta < 0$ принципиально возможно явление гомеостаза, т.е. некоего квазистабильного состояния системы, когда она способна поддерживать стационарность и в условиях сильных внешних возмущений. Это состояние, очевидно, возможно, если в быстрый цикл круговорота вовлече-

на большая масса углеродсодержащего вещества, накопленного в ходе более раннего геологического развития Земли.

Ясно, что количество такого углеродсодержащего вещества не может быть беспрельдно. Если предположить, что вся масса кометного УВ остается в круговороте, а иного источника подвижного углерода в системе нет, то общее его количество составит $n = Q_0(t/T) \approx 200Q_0 \sim 1 \cdot 10^{23}$ г (где $t = 4.6$ млрд. лет, $T = 25$ млн. лет, $Q_0 \sim 5 \cdot 10^{20}$ г). И, соответственно, величина фактора накопления не может превысить 200.

С учетом (9.15) константу равновесия (9.1) можем представить как

$$C = -\frac{Q_0}{T} \frac{e^{-\beta \frac{t}{\tau}} - 1}{\beta}. \quad (9.16)$$

Из этой формулы следует, что скорость геохимического круговорота углерода является функцией двух процессов: его периодического поступления на Землю в составе комет в количестве $Q_0/T \sim 2 \cdot 10^{13}$ г/год (первый множитель) и сугубо геологических процессов накопления и вывода этого углерода из круговорота (второй множитель).

Требование $\beta < 0$, в соответствии с формулой (9.5), отвечает условию «открытости» системы:

$$\tau_1 \tau_2 \alpha_{12} \alpha_{21} > 1. \quad (9.17)$$

Поэтому согласно (9.17), для существования явления гомеостаза необходимо, чтобы средняя скорость поступления подвижного углерода в систему превышала скорость его вывода в процессе круговорота в малоподвижное состояние.

Таким образом, приходим к важному выводу, что необходимым условием устойчивого функционирования системы геохимического круговорота вещества (углерода) и всех ее уровней, включая и развитие на Земле жизни, является периодическое поступление на нашу планету космического УВ с последующим вовлечением его в круговорот. При этом важно подчеркнуть, что в данном процессе кометный источник играет роль внешнего стабилизирующего фактора, контролирующего общую массу и скорость поступления углерода в систему.

9.2.3. Малоподвижный углерод

Наряду с «подвижным» углеродом, циркулирующим со скоростью $C = 7 \cdot 10^{16}$ г/год и временем $\tau \sim 1.3$ млн. лет, в литосфере имеется и другой углерод, осуществляющий свой круговорот за гораздо более длительное время. Это углерод, связанный в карбонатах, а также тот биогенный углерод, который «запечатывается» в осадочных породах и увлекается ими в очень глубокие недра Земли. Время, на которое такой углерод выводится из активно-

го кругооборота, исчисляется многими десятками и сотнями миллионов лет. Поэтому в отличие от первого такой углерод назовем «малоподвижным».

Поведение в круговороте малоподвижного углерода может быть также рассмотрено на основе уравнения (9.3), если под n_1 и n_2 в нем соответственно понимать общее количество в системе «подвижного», т.е. (n_1+n_2) , и «малоподвижного» – n_3 углерода. А в качестве начальных условий принять: $n_2(0) \neq 0$ и $n_3(0) = n_{30} \neq 0$.

Для одноимпульсного режима в предположении $\tau_2 \ll \tau_3$ и начального условия $n_{20} = n_1(0) + Q_0$ решение может быть записано в виде:

$$n_2(t) \cong n_{20} e^{-\frac{t}{\tau_2}} + \frac{\tau_2}{\tau_3} n_{30} \left[e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right]; \quad (9.18)$$

$$n_3(t) \cong n_{30} e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} + \left(n_{20} - \frac{\tau_2}{\tau_3} n_{30} \right) \left[e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right]. \quad (9.19)$$

Необходимо заметить, что величина Q_0 , входящая в выражение для n_{20} , не обязательно отражает поступление в круговорот одного лишь кометного углерода. В результате мощных галактических воздействий в подвижное состояние может также перейти часть углерода Δn_3 , ранее находившегося в малоподвижной форме. Если воздействие велико, Δn_3 может существенно превысить величину Q_0 . Когда $\Delta n_3 \gg Q_0$, а общее количество углерода (как подвижного, так и малоподвижного) остается неизменным, будем иметь

$$n_2(t) = (n_{20} + \Delta n_3) e^{-\frac{t}{\tau_2}} + \frac{\tau_2}{\tau_3} (n_{30} - \Delta n_3) \left(e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right); \quad (9.20)$$

$$n_3(t) = (n_{30} - \Delta n_3) e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} + \left(n_{20} + \Delta n_3 - \frac{\tau_2}{\tau_3} (n_{30} - \Delta n_3) \right) \left(e^{-\frac{\beta t}{\tau_3}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right). \quad (9.21)$$

Согласно формулам (9.20) и (9.21), в моменты сильных космических воздействий количество подвижного углерода в системе должно скачком возрасти на величину $\Delta n_3 < n_{30}$. После чего оно с постоянной времени τ_2 снижается до значения, меньше исходного на величину $(\tau_2/\tau_3)\Delta n_3$. Пройдя минимум, функция $n_2(t)$ очень медленно с характерным временем τ_3/β возвращается к начальному значению. Малоподвижный углерод ведет себя противоположным образом.

Привлечем теперь эти формулы к решению вопроса о самоорганизации системы геохимического круговорота углерода. Такая возможность в моде-

ли имеется благодаря тому, что одним из своих важных блоков система круговорота углерода включает живое вещество – элемент явно нелинейный.

9.3. Механизмы самоорганизации системы круговорота

Анализ многочисленных эмпирических данных позволяет указать (Баренбаум, 2000) на два, как нам представляется, основных механизма самоорганизации глобального геохимического круговорота вещества на Земле. Эти механизмы удобно пояснить на примере круговорота углерода с помощью построенный рис. 84.

Первый механизм заключается в быстром скачкообразном изменении константы геохимического равновесия системы. На рис. 84 это выглядит как смещение линии равновесия параллельно самой себе вдоль оси ординат. Система, видимо, прибегает к данному механизму в случаях, когда внешние воздействия на нее очень сильны.

При втором механизме происходит изменение количеств живого вещества и неорганического углерода, участвующих в биосферном круговороте, что меняет скорость перехода подвижного углерода в литосферный цикл. На рис. 84 это проявится во взаимном перемещении блоков I–IV вдоль прямой динамического равновесия без изменения положения самой линии.

Поясним действие каждого из механизмов на двух примерах. С целью иллюстрации первого механизма обратимся к результатам измерения скорости захоронения биогенного углерода в фанерозое, а второго рассмотрим вариации изотопного состава биогенного углерода и углерода карбонатных отложений, начиная с архея по настоящее время.

9.3.1. Скорость накопления биогенного углерода

Захоронение биогенных остатков и отложение карбонатов являются основными процессами, которые переводят поступающий на Землю кометный углерод из подвижного в малоподвижное состояние.

Скорость захоронения в породах биогенного углерода $v_{\text{opr}}(t)$ изучалась, в частности, С.Г. Неручевым (1979) и А.Б. Роновым (1980). Результаты ее измерения, полученные С.Г. Неручевым для фанерозоя, сопоставлены на рис. 85 с расчетным удалением Солнца от центра Галактики, согласно галактической модели (см. главу 2).

В нашей модели величина $v_{\text{opr}}(t)$ связана с константой геохимического равновесия (9.1) и, соответственно, с общей массой циркулирующего в системе подвижного углерода $n(t)$ формулой

$$v_{\text{opr}}(t) = \xi C = \xi n(t)/\tau, \quad (9.22)$$

где ξ – вероятность вывода из круговорота биогенного углерода за счет фоссилизации. В частности, для современной эпохи эта вероятность оценивается величиной $\xi = (2 \div 5) \cdot 10^{-4}$ (Будыко и др., 1985).

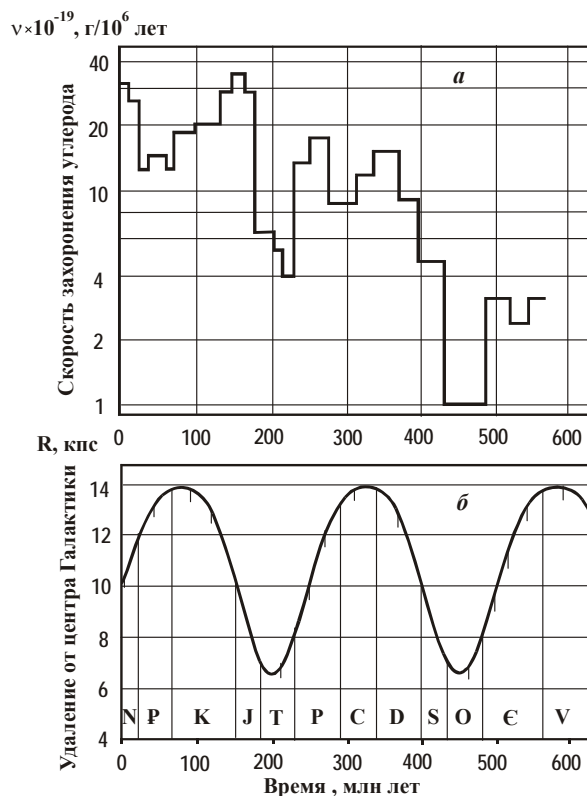


Рис. 85. Изменение интенсивности (а) захоронения в фанерозое биогенного углерода (Неручев, 1979) в сопоставлении с расчетным (Баренбаум, 1991) удалением Солнца от центра Галактики (б): буквами обозначены названия геохронологических периодов фанерозоя

По графику рис. 85-а следует, что, по крайней мере, в последние 570 млн. лет на Земле имел место режим циркуляции углерода $\beta < 0$, приводивший к экспоненциальному росту темпа захоронения углерода. Этот рост, однако, неоднократно нарушался сильными возмущениями, снижавшими скорость отложения углерода в несколько раз.

Самые сильные понижения наблюдались в триасе и ордовике, причем были не случайны. Рис. 85-б показывает, что эпохи аномально низких скоростей захоронения углерода попадали на один и тот же участок солнечной орбиты, отвечавший минимальному удалению Солнца от центра Галактики.

Данный факт говорит о том, что влияние Галактики на геологические процессы не ограничивается только эпохами кометных бомбардировок, но и распространяется на более длительные промежутки времени. Последнее обстоятельство остро ставит вопрос о степени и характере космического влияния на круговорот вещества на Земле вообще.

Относительно причин колебаний скорости захоронения $v_{\text{орг}}(t)$ отмершего биогенного вещества априори можно высказать три предположения: 1) эти колебания вызваны сугубо земными факторами, никак не связанными с воздействием Галактики (эндогенная гипотеза); 2) колебания исключительно обусловлены галактическим влиянием (экзогенная гипотеза), и 3) они есть результат совокупного действия эндогенных и экзогенных процессов.

Из всех трех предположений верным оказывается последнее.

Принимая во внимание близость периода движения Солнца по орбите с периодом вращения Галактики, на рис. 86 приведено отношение темпа отложения углерода $\eta = v_{\text{орг}}(t)/v_{\text{орг}}(t-T_0)$, где $T_0 = 250$ млн. лет – аномалистический период движения Солнца в Галактике, для одних и тех же участков орбиты при последнем и предпоследнем его оборотах вокруг галактического центра.

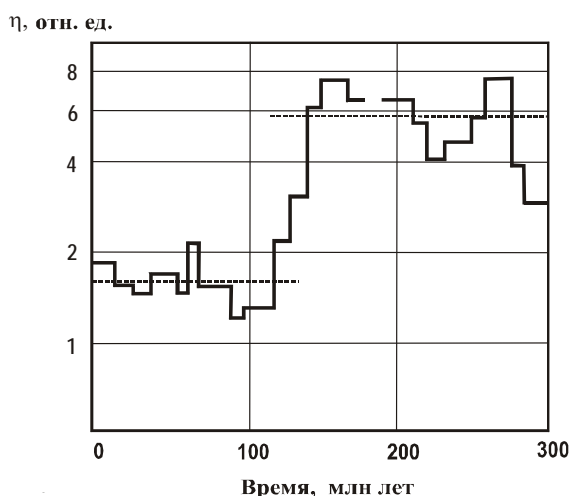


Рис. 86. Соотношение скоростей отложения органического углерода на одних и тех же участках орбиты Солнца для его последнего и предпоследнего оборотов вокруг центра Галактики

Несмотря на то, что скорость захоронения углерода $v_{\text{орг}}(t)$ в фанерозое менялась в десятки раз (рис. 85-б), функция η на большей части солнечной орбиты была достаточно стабильна. Причем в последние 150 млн. лет ее величина составляла $\eta = 1.5$, а ранее достигала значения $\eta \sim 5.8 \pm 1.7$.

Этот «скачок» скорости захоронения углерода вряд ли связан с ситуацией в Галактике и потому должен объясняться сугубо земными причинами.

Принимая во внимание связь круговоротов углекислоты, кислорода и воды (см. табл. 41), есть все основания считать, что на границе мезозоя произошла быстрая перестройка всей системы циркуляции вещества на Земле, сопровождавшаяся резким изменением скоростей основных геохимических процессов. Под воздействием Галактики система как бы скачком перешла из одного состояния равновесия в иное с другим значением константы (9.1).

Этот скачок, очевидно, не первый в истории Земли, и подобные «перестройки» происходили на нашей планете ранее. На основании рис. 86 в фанерозое можно выделить как минимум два интервала времени с отличной скоростью геохимических процессов: современный – до мела включительно и более ранний, начинающийся с перми, а, быть может, еще ранее.

Привлекая к анализу данных рис. 86 формулу (9.16) и полагая в ней $\exp(p_2 t) \gg 1$, для современной эпохи будем иметь $p_2 = (1/T_0) \ln \eta = 1.6 \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ (где $\eta = 1.5$, $T_0 = 250$ млн. лет). И считая $\tau_2 = 1.3 \cdot 10^6$ лет, находим $\beta = p_2 \tau_2 = -2 \cdot 10^{-3}$. Для домеловой эпохи ($\eta = 5.8$) соответственно получаем: $p_2 = 7 \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ и $\beta = -1 \cdot 10^{-2}$. То есть темп вовлечения углерода в круговорот в домеловой период был в 3.86 раз выше, чем сегодня.

В проведенных расчетах предполагалось, что все параметры системы на протяжении фанерозоя сохраняли современные значения. Ясно, однако, что такая модель сильно упрощена. Поэтому полученные результаты следует рассматривать как самые первые и грубые оценки.

Фактические данные рис. 85-а и 86, на наш взгляд, удастся понять и разумно интерпретировать, если признать, что количество поступающего на Землю кометного вещества сильно меняется, подчиняясь галактической периодичности (см. рис. 85-б).

Поскольку именно процессы в биосфере «подстраивают» параметры системы к новому состоянию равновесия, определяемому, прежде всего, тектонической активностью Земли и режимом круговорота воды, можно предположить, что скорости основных геохимических процессов являются достаточно чувствительным индикатором происходящих время от времени на нашей планете перестроек ее тектоносферы и гидросферы.

9.3.2. Изотопия карбонатного и биогенного углерода

Наряду со скоростями накопления в осадочных породах органического и карбонатного углеродсодержащего вещества большой информативностью обладают данные по изотопному составу углерода (Галимов и др., 1975).

В естественной смеси изотопов углерода присутствуют два стабильных нуклида: C^{12} (99.7%) и C^{13} (1.3%), содержание которых определяется геохимическими условиями. В результате фракционирования изотопов в процес-

сах биосинтеза и образования карбонатов, органический углерод обогащается изотопом C^{12} , а карбонатный углерод, наоборот, утяжеляется.

Мерой содержания тяжелого изотопа C^{13} в разных средах в этой работе принята величина

$$\delta^{13}C(\%) = \left[\left(\frac{C^{13}}{C^{12}} \right)_{\text{обр}} / \left(\frac{C^{13}}{C^{12}} \right)_{\text{эт}} - 1 \right] \cdot 10^2, \quad (9.23)$$

где индексы «обр» и «эт» относятся к образцу и эталону, а в качестве эталона принят образец с соотношением изотопов $C^{13}/C^{12} = 0.012372$.

Согласно Э.М. Галимову, А.А. Мигдисову и А.Б. Ронову (1975) в настоящее время углерод биогенного происхождения имеет $\delta C^{13} = -2.7\%$, карбонатного в среднем 0% , бикарбоната Мирового океана -0.2% , углеродных газов осадочной оболочки Земли (стратисферы) -1.0% и углекислоты атмосферы -0.7% . Последняя величина очень близка среднему значению для всего подвижного углерода литосферы $-(0.6 \pm 0.7)\%$ и практически совпадает с δC^{13} углистых CI-хондритов (Галимов и др., 1982).

Исследования авторов также показали, что в отличие от биогенного углерода и среднего состава углерода литосферы изотопный состав углерода карбонатов в истории Земли сильно менялся (рис. 87).

Для объяснения сходства среднего изотопного состава подвижного углерода литосферы с углеродом углистых хондритов авторы предположили, что углерод с $\delta C^{13} = -0.7\%$ был захвачен Землей еще на стадии образования. С тех пор этот ювенильный углерод в форме углекислоты сохранился в породах верхней мантии. Поступая сегодня оттуда в атмосферу, он стабилизирует изотопный состав углерода обменного фонда.

Чтобы объяснить данные рис. 87-а, исследователи были вынуждены также предположить, что в эпохи интенсивного метаморфизма углекислота карбонатных пород, будучи изотопно более тяжелой, может поступать в обменный фонд, вызывая общее утяжеление его углерода.

С позиций галактоцентрической парадигмы все эти факты получают существенно иное истолкование.

В частности, сходство изотопного состава углерода литосферы и углистых хондритов, представляющих собой слабо измененный низкотемпературный кометный конденсат (см. главу 6), есть прямое следствие выпадения на Землю галактических комет. Средний состав вещества комет на протяжении последних миллиардов лет, по-видимому, менялся слабо. Что и обеспечивало стабилизацию изотопного состава подвижного УВ планеты на уровне неизмененного космического вещества $\delta C^{13} = -0.7\%$.

При динамическом равновесии системы углерод литосферы постоянно переходит из подвижного в малоподвижное состояние и наоборот. Поэтому средний изотопный состав потенциально подвижного углерода литосферы должен точно соответствовать изотопному составу кометного углерода.

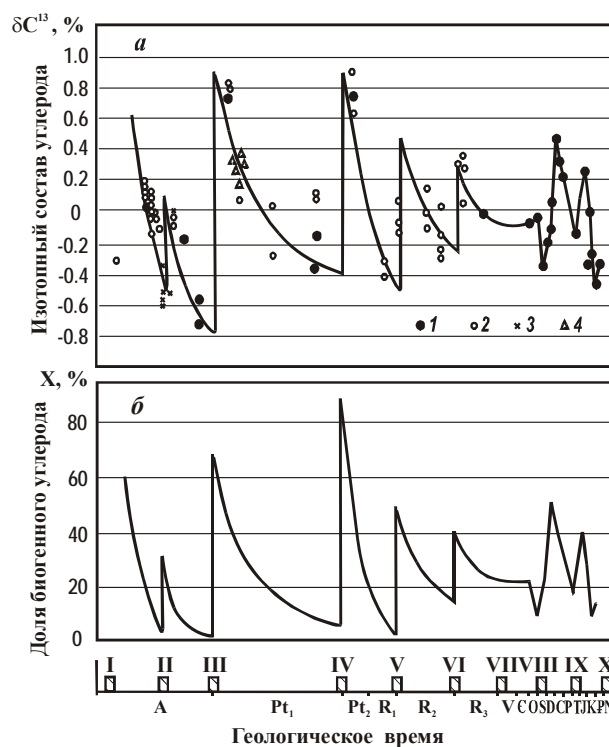


Рис. 87. Изменения изотопного состава углерода карбонатных пород (а) в истории Земли (Галимов и др., 1975) и доля биогенного УВ (Баренбаум, 1998б) в составе углерода осадочных пород (б): 1 – средние пробы известняков и доломитов; 2 – отдельные пробы известняков и доломитов; 3 – отдельные образцы сидеритов; 4 – отдельные образцы магнезитов. Римские цифры – эпохи экстремальных космических воздействий, определявших тектономагматические циклы: Белозерский (I), Кольский (II), Родезийский (III), Беломорский (IV), Медвежьеозерский (V), Гренвильский (VI), Катомгский (VII), Каледонский (VIII), Герцинский (IX) и Альпийский (X)

Так как содержащийся в породах малоподвижный углерод исключительно представлен фоссилизированными остатками биоты и карбонатами, то для осадочных пород любого возраста должно выполняться соотношение

$$-0.7 = \alpha X + \beta Y ; X + Y = 1, \quad (9.24)$$

где α , β и X , Y – соответственно значения δC^{13} , ‰ и парциальные доли в составе пород углерода биогенного и карбонатного типов.

Подставляя в (9.24) величины $\alpha = -2.72$ и $\beta = +0.04$, отвечающие по данным Галимова и др. (1975) средним значениям δC^{13} органического и карбонатного углерода пород фанерозоя, получаем $X = 0.27$ и $Y = 0.73$.

Аналогично могут быть рассчитаны величины X и Y для пород докембрия. Принимая по данным тех же авторов, что для наиболее древних осадочных пород земной коры с возрастом > 3.5 млрд. лет органический углерод в среднем имел величину $\alpha = -1.7$, а карбонатный $\beta = -0.32$, по формуле (9.24) определяем $X = 0.28$ и $Y = 0.72$.

Для пород архейского возраста измерения показывают, что $\alpha = -2.8$ и $\beta = -0.18$, а для протерозоя $\alpha = -2.9$ и $\beta = -0.07$. Отсюда находим в среднем для архея $X = 0.2$ и $Y = 0.8$, а для протерозоя $X = 0.22$ и $Y = 0.79$. Т.е. относительные скорости связывания биогенного и карбонатного углерода в осадочных породах всех возрастов весьма близки. Доля карбонатного углерода в этих породах в среднем составляет 72–80%, а органического 20–28%.

Тем самым, вывод Э.М. Галимова, А.А. Мигдисова и А.Б. Ронина о постоянстве состава подвижного углерода в истории Земли нашей моделью подтверждается. Однако второе их предположение об эпизодическом привносе в круговорот больших масс изотопно-тяжелого карбонатного углерода является спорным.

Согласно галактоцентрической парадигме, изотопный состав вовлекаемого в активный круговорот малоподвижного углерода должен ничем не отличаться от изотопии подвижного углерода. Если бы это было не так, то при усреднении по времени мы не получили бы для докембрия среднюю величину $\delta C^{13} = -0.7\%$.

Можно констатировать, что средний изотопный состав подвижного углерода Земли не меняется ни в эпохи экстремальных космических воздействий, ни в относительно спокойные периоды. Поэтому при резких колебаниях изотопии карбонатов (см. рис. 87-а) такое постоянство может обеспечиваться лишь за счет изменения соотношения в осадках биогенной и карбонатной составляющих.

На рис. 85-б представлена рассчитанная по формуле (9.24) кривая изменения доли органики в малоподвижном углеродсодержащем веществе осадочных пород, отвечающая результирующей кривой рис. 85-а. Величина δC^{13} органического вещества в соответствии с данными Галимова и др. (1975) принималась постоянной и равной $\alpha = -2.9\%$.

На рис. 88 обсуждаемые изменения изотопии углерода сопоставлены с другими важными событиями в геологической истории Земли.

Хорошо видно, что в эпохи тектономагматических кульминаций, вызванных наиболее мощными космическими воздействиями, расчетная доля органического углерода в осадках увеличивается до 50% и более.

Заметим, что этот вывод количественно хорошо согласуется с данными Б.С. Соколова (1976) об интенсивном развитии в те периоды жизни, а также данными Св.А. Сидоренко (1991), показывающими, что в периоды максимального накопления углерода содержание в осадочных породах докембрия органики могло достигать уровня первых десятков абсолютных процентов.

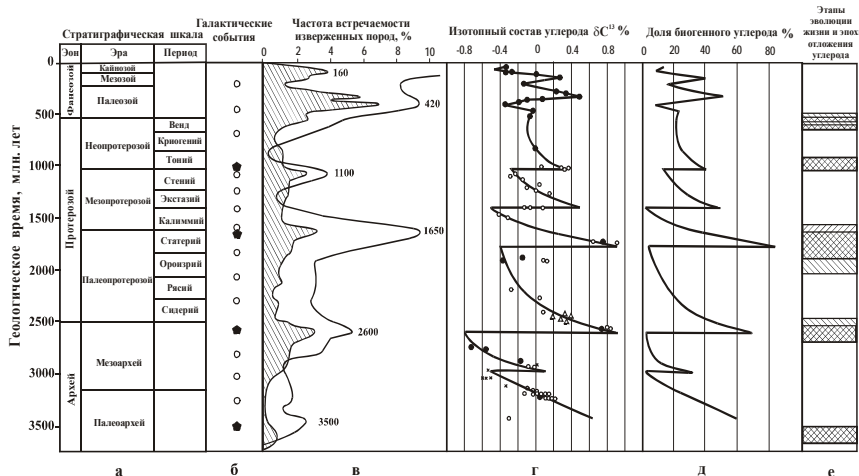


Рис. 88. Сопоставление времен важнейших событий в истории Земли: а) Международная стратиграфическая шкала докембрия (Plumb, 1991), дополненная шкалой фанерозоя; б) моменты наиболее мощных галактических воздействий, обусловленных взаимодействиями Солнечной системы со звездами (звездочки) и самыми сильными бомбардировками Земли галактическими кометами (кружки); в) мегациклы процессов рудообразования (без штриховки) и тектономагматической активности (заштриховано) по Ю.Д. Пушкарёву (1990); г) изменения изотопного состава углерода карбонатных пород (Галимов и др., 1975); д) доля органического вещества в составе углерода осадочных пород (Баренбаум, 1998б); е) важнейшие этапы эволюции живых организмов по Б.С. Соколову (1976) и главные эпохи развития углеродсодержащих формаций по С.А. Сидоренко (1991) в докембрии.

Согласно нашей интерпретации данных Э.М. Галимова, А.А. Мигдисова и А.Б. Ронова (1975), вслед за эпохами космических воздействий темп захоронения в породах останков биоты экспоненциально затухает.

В частности, после Белозерского, Кольского, Родезийского и Беломорского максимумов (см. рис. 87 и 88-д) доля органики в осадках снижалась почти до нуля. Это обстоятельство свидетельствует о сильном уменьшении на Земле общей массы живых организмов и, на наш взгляд, говорит о существовании на планете в то время высоких поверхностных температур (глава 7), делавших ее мало пригодной для жизни. Однако в позднее живые организмы вновь широко распространялись на планете, и доля биогенного углерода в осадочных породах ниже ~5% уже больше не опускалась.

Те же закономерности прослеживаются и в фанерозойское время. На рис. 85 хорошо видны как локальные минимумы, отвечающие понижению скорости отложения биогенного углерода в ордовике, триасе и неогене, так и локальные максимумы повышенного захоронения органического вещества в карбоне и мелу (см. рис. 85-а).

Таким образом, наш анализ показывает, что саморегуляция системы круговорота на Земле подвижного углерода обеспечивается как «подстройкой» величины константы геохимического равновесия (9.1), так и изменением соотношения биогенного и карбонатного углерода в системе, а также их количеств, выводимых системой из активного круговорота.

Причем, если изменения геохимической константы происходят сравнительно редко и скачками, и выражаются в параллельном смещении линии устойчивого равновесия на рис. 84 по оси ординат, то действие второго механизма проявляется в постоянном перемещении прямоугольников 2, 3 и 4 вдоль этой прямой. При избытке в круговороте подвижного углерода прямоугольники 2 (живое вещество) и 4 (Мировой океан), сближаются, а при его недостатке расходятся. Количество углерода в атмосфере (прямоугольник 1), по-видимому, меняется существенно слабее.

9.4. Круговорот воды

Согласно идее В.И. Вернадского (1960), воды Земли образуют единую планетарную оболочку – гидросферу. От космоса гидросферу отделяет граница атмосферы, а ее нижняя граница лежит на глубинах 300 – 400 км, где происходит распад воды на диссоциированные молекулы.

Активно участвуя во многих природных процессах, воды гидросферы испытывают несколько циклов геохимического круговорота, начиная от кратковременных между атмосферой и гидросферой и до очень длительных, захватывающих глубокие горизонты земных недр, где вода находится как в свободном, так и связанном состояниях.

Выделяют пять основных относительно самостоятельных массопотоков вод в гидросфере (Зверев, 1993): один надземный – климатический, и четыре подземных – гидрогеологический, гидротермальный, литогенетический и геологический. Наиболее быстрый из них климатический круговорот. Он связан с циркуляцией вод в системе Мировой океан – поверхность суши – атмосфера и обусловлен испарением вод поверхности в атмосферу с последующим их возвращением назад в виде дождя и снега. Гидрогеологический и гидротермальный циклы вызваны циркуляцией свободных вод под поверхностью континентов и дна Мирового океана, соответственно. А литогенетический и литостратиграфический циклы определяются соответственно переносом физически и химически связанных вод вместе с породами при осадконакоплении и при субдукции литосферных плит.

В результате взаимодействия всех циклов круговорота природные воды распределяются по разным структурным этажам гидросферы. Одна часть вод накапливается на земной поверхности, формируя Мировой океан, моря, реки, озера, ледники и т.д. Другая часть – насыщает поровое пространство пород земной коры и участвует в метаморфических, тектонических и магматических процессах. А третья – физически и химически связы-

вается породами коры и верхней мантии и может надолго выводиться из активного круговорота вод.

Распределение вод в гидросфере, как и рассмотренный ранее круговорот углерода, целесообразно обсуждать, исходя из решения системы уравнений (9.2). Только теперь первое уравнение системы будет описывать поведение свободных вод в наземной части гидросферы, а второе и третье – свободных и связанных вод ее подземной части.

На рис. 89 представлена $n(\tau)$ -диаграмма для основных природных резервуаров воды на Земле и там же для сравнения показан аналогичный график для подвижного углерода биосферы (см. рис. 84).

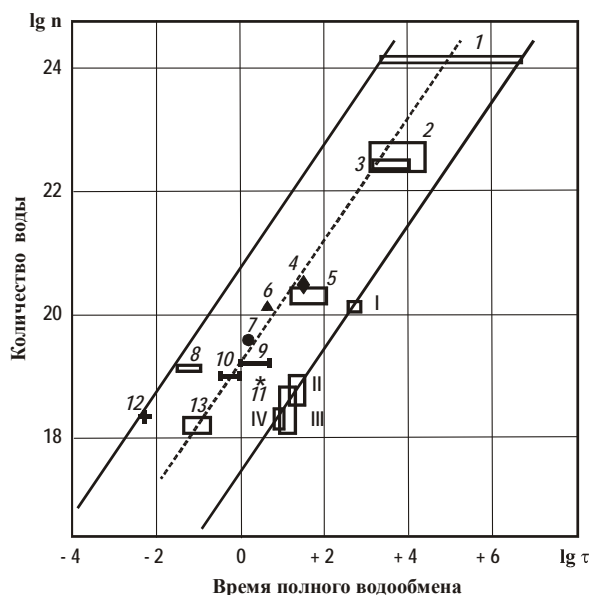


Рис. 89. Сопоставление количеств воды и времен водообмена для основных природных резервуаров Земли: 1 – Мировой океан; 2 – подземные воды; 3 – ледники и ледниковые покровы; 4 – озера, водохранилища и болота; 5 – озера; 6 – болота; 7 – морские льды; 8 – вода в атмосфере; 9 – почвенная влага; 10 – снежный покров; 11 – айсберги; 12 – атмосферные льды; 13 – реки; пунктирная линия – значение средней скорости водообмена. Римскими цифрами обозначены данные рис. 84 в пересчете на диоксид углерода: I – Мировой океан; II – живое вещество; III – почвы-илы; IV – атмосфера

Прямоугольниками обозначен разброс оценок n и τ по литературным данным (табл. 42). Верхняя наклонная прямая соответствует климатическому круговороту воды со скоростью $C_1 = 5.2 \cdot 10^{20}$ г/год (Львович, 1986), а нижняя – круговоротам вод подземной гидросферы и углерода в быстром литосферном цикле со скоростью $C_2 = 2.7 \cdot 10^{17}$ г/год (см. табл. 41).

Таблица 42. Общая масса и время обмена вод в природных резервуарах

Тип резервуара	Масса воды, г	Время обмена вод, годы
1. Мировой океан	$1.42 \cdot 10^{24}$ [7]	2500 [8]
	$1.39 \cdot 10^{24}$ [2]	3000 [7]
	$1.37 \cdot 10^{24}$ [7]	13095 [4]
	$1.47 \cdot 10^{24}$ [4]	~40000 [6]
		$\sim 8 \cdot 10^6$ [9]
2. Подземные воды	$6 \cdot 10^{22}$ [4,7]	~5000 [6,7]
	$2.34 \cdot 10^{22}$ [6]	1400 [8]
		22500 [4]
3. Ледники (полярные и горные)	$2 \cdot 10^{22}$ [1]	8000 [7]
	$3 \cdot 10^{22}$ [3,7]	1600–10000 [8]
	$2.4 \cdot 10^{22}$ [4,5]	10000 [4,5,6]
4. Зоны интенсивного водообмена	$4 \cdot 10^{21}$ [7]	330 [7]
5. Подземные льды	$3 \cdot 10^{20}$ [3]	>15000 [4]
	$5 \cdot 10^{20}$ [4]	
6. Озера, водохранилища и болота	$2.9 \cdot 10^{20}$ [4]	33.3 [4]
7. Озера	$1.76 \cdot 10^{20}$ [3]	17 [8]
	$2.8 \cdot 10^{20}$ [2]	~100 [6]
9. Болота	$1.15 \cdot 10^{20}$ [3]	5 [8]
9. Морские льды	$4 \cdot 10^{19}$ [5]	1.5 [5]
10. Реки	$1.2 \cdot 10^{18}$ [7]	0.031 [7]
	$2.12 \cdot 10^{18}$ [3]	0.044 0.18 [8]
	$2 \cdot 10^{18}$ [4]	~1 [4]
		[6]
11. Влага атмосферы	$1.4 \cdot 10^{19}$ [4,7]	0.022 [8]
	$1.3 \cdot 10^{19}$ [1]	0.027 [7]
	$1.29 \cdot 10^{19}$ [3]	0.09 [4]
		~0.1 [6]
12. Почвенная влага	$1.65 \cdot 10^{19}$ [3,4]	1 [6,8]
	$1.6 \cdot 10^{19}$ [4]	4.95 [4]
13. Снежный покров	$1 \cdot 10^{19}$ [5]	0.35 – 0.52 [5]
14. Айсберги	$8 \cdot 10^{18}$ [5]	~3 [5]
15. Атмосферные льды	$2 \cdot 10^{18}$ [5]	0.004 [5]
16. Биологическая вода	$1.12 \cdot 10^{18}$ [3]	~1 месяц [3]

Примечание. Литературные источники: [1] – Гаррельс, Маккензи, 1974; [2] – Дерпгольц, 1971; [3] – Зекцер, 1986; [4] – Клиге и др., 1998; [5] – Котляков, 1994; [6] – Кукол, 1987; [7] – Львович, 1986; [8] – Мишон, 1996; [9] – Басков, Кирюхин, 1993.

Отчетливо видно, что основные природные водоемы занимают на диаграмме $n(\tau)$ положение между линией климатического круговорота метеогенных вод и цикла круговорота морских вод подземной гидросферы. При этом почти все эмпирические данные, за исключением воды и льдов атмосферы, а также айсбергов хорошо ложатся на одну прямую линию, соответствующую скорости круговорота $C = (2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{19}$ г/год.

Заметим, что значение C оказывается выше, чем скорость циркуляции подземных вод гидрогеологического цикла, который, как известно, играет ведущую роль в распределении вод у земной поверхности. По данным В.П. Зверева (1999), для верхней, наиболее активной водообменной зоны континентов массопотоки гидрогеологического цикла составляют $1.02 \cdot 10^{19}$ г/год. Эта величина на 3–4 порядка превышает массу физически связанных вод, выделяющихся в литогеологическом цикле, и на 4–5 порядков массу химически связанных вод, освобождающихся в процессе геологического цикла.

Двукратное увеличение C по сравнению с данными В.П. Зверева, возможно, связано с влиянием в нашем случае гидротермальной циркуляции вод Мирового океана через срединные океанические хребты.

На основании графика рис. 89 можно сделать еще один важный вывод. Для основных типов природных резервуаров вод на нашей планете средние скорости водообмена оказываются близки. А это значит, что воды этих резервуаров одновременно, причем в определенной пропорции, участвуют в двух разных циклах круговорота: наземном – климатическом, и подземном, совпадающим с быстрым литосферным циклом углерода.

Соотношение объемов вод, участвующих в каждом из этих циклов найдем при решении системы уравнений:

$$M = m_1 + m_2; \quad \tau = \frac{m_1}{M} \tau_1 + \frac{m_2}{M} \tau_2, \quad (9.25)$$

где M – масса воды в резервуаре, m_1 и m_2 – массы вод, участвующих в надземном и подземном циклах круговорота; $\tau_1 = m_1/C_1$ и $\tau_2 = m_2/C_2$.

Обозначая долю вод, участвующих в климатическом круговороте, как $X = m_1/M$, после очевидных преобразований получаем уравнение

$$\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) X^2 - \frac{2}{C_2} X + \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C} \right) = 0 \quad (9.26)$$

Откуда, зная величины констант C , C_1 и C_2 , находим $X = 0.87 \div 0.9$.

Таким образом, все основные водоемы нашей планеты на 87–90% формируются за счет климатического круговорота воды и на 10–13% пополняются вследствие циркуляции вод подземной гидросферы.

Согласно исторически сложившейся в гидрогеологии терминологии (Основы гидрогеологии, 1980), воды, участвующие в климатическом круговороте, обычно называют «метеогенными», а воды литосферного цикла «морскими». Первые в основном имеют местное происхождение, они формируются в атмосфере и в виде дождя и снега инфильтруются через земную поверхность вниз, поступая затем в области питания водоемов. Вторые – это воды более глубокого залегания, относящиеся к общей системе циркуляции подземных вод литосферы. Название «морских» они получили из-за близости своего состава водам Мирового океана. Оба типа вод различаются

изотопным составом водорода и кислорода, что в большинстве случаев позволяет их надежно идентифицировать (Ферронский, Поляков, 1983).

По данным последней работы в подземных водах разных регионов земного шара, метеогенные воды доминируют. Этот вывод получен как для вод, питающих озера, реки и ледники на поверхности, так и для вод глубоких артезианских бассейнов, активных вулканических областей, а также для вод нефтяных и газовых месторождений, залегающих на больших глубинах.

Так как при динамическом равновесии системы между ее отдельными частями выполняется соотношение (9.1), масса подземной гидросферы, точнее, той ее части, которая непосредственно участвует в обмене водами с поверхностью, должна составить $\sim 10\%$ массы надземной гидросферы.

Принимая во внимание, что последняя в основном представлена Мировым океаном массой $1.46 \cdot 10^{24}$ г, масса подвижных вод подземной гидросферы должна быть $\sim 1.5 \cdot 10^{23}$ г, а время их выхода на поверхность, согласно графику рис. 89, составлять $\sim 10^4$ лет.

Интересно сопоставить полученные оценки с общей массой вод гидросферы, а также отдельно ее подземной части. Напомним, что по современным данным масса всех вод в гидросфере $2 \cdot 10^{24}$ г. Причем в подземной части находится $7.3 \cdot 10^{23}$ г, что составляет 50% массы воды на поверхности.

К подземным водам относят свободные и связанные воды пород земной коры. По данным В.П. Зверева (1999) из них химически связанная вода составляет $5.3 \cdot 10^{23}$ г, а свободная и физически связанная – $3.1 \cdot 10^{23}$ г. Последнее значение рассчитано, исходя из распространенности в земной коре основных типов осадочных пород, а также учета изменения их открытой пористости с глубиной в предположении, что все поры заполнены водой.

Полученная нами оценка свободных вод подземной гидросферы составляет, таким образом, $\sim 50\%$ массы свободных и физически связанных вод земной коры. На этом основании можно было бы принять, что в обмене вод с земной поверхностью активно участвует примерно половина всех вод, заполняющих пустоты земной коры. Однако допустить, что вся эта вода, насыщающая многокилометровую толщу пород земной коры, полностью заменяется за время $\sim 10^4$ лет, было бы неверным.

Известно, что главенствующую роль в обмене вод надземной и подземной частей гидросферы играют подходящие к поверхности зоны пород с высокой пористостью и проницаемостью. На континентах такими сильно дренируемыми зонами являются крупные тектонические нарушения земной коры, а под океанами – рифты срединных океанических хребтов и обрамляющие их трансформные разломы.

Объем пустот этих зон много меньше объема порового пространства пород земной коры. Поэтому разместить в них массу подвижных вод $1.5 \cdot 10^{23}$ г не представляется возможным.

Можно предложить три логических выхода из данной ситуации.

Первый состоит в допущении, что основная часть этих вод на протяжении 10^4 лет пребывает в химически связанном состоянии. Второй – предположить, что эти воды входят в состав флюидов и магматических расплавов астеносферы и тесным образом связаны с циркуляцией морских подземных вод. И третий выход сводится к предположению, что обмен водами между наземной и подземной частями гидросферы носит региональный и даже локальный характер и происходит столь быстро, что метеорные и морские воды практически не перемешиваются. В этом случае 90% вод подземной гидросферы, прежде всего под континентами, должны обновляться за время $\tau = 0.9 \cdot 1.5 \cdot 10^{23} / C_1 = 260$ лет, а общая масса таких вод быть $\sim 10^{22}$ г.

Что касается первого предположения, то темп высвобождения связанной воды при диагенезе, катагенезе и метagenезе осадочных пород континентов и океанов, т.е. основных процессов дегидратации пород земной коры, составляет в сумме $7.4 \cdot 10^{15}$ г/год (Зверев, 1999). Это как минимум на 3 порядка меньше, чем требуется. Поэтому данный фактор вряд ли может быть привлечен к объяснению графика на рис. 89.

Относительно второго предположения можем лишь заметить, что водообмен между земной поверхностью и астеносферой изучен пока не достаточно, и этот фактор даже при анализе круговорота вод в планетарном масштабе обычно во внимание не принимают. Вместе с тем, несомненно, что астеносфера является неотъемлемой частью всей гидросферы (Основы гидрогеологии, 1980). Причем в этой важной зоне, расположенной между земной корой и верхней мантией, вполне могут находиться большие массы воды и углерода, которые будут принимать участие, прежде всего, в медленном и быстром литосферных циклах.

Данное обстоятельство должно играть важную роль в геохимическом круговороте воды в масштабах времени, значительно превышающих $\sim 10^4$ лет. Возможное участие астеносферы обсуждается ниже при рассмотрении общих вопросов образования и эволюции гидросферы Земли с позиций концепции галактоцентрической парадигмы.

И, наконец, третье предположение, которое, на наш взгляд, заслуживает самой серьезной теоретической и экспериментальной проработки, более детально рассматривается в последнем разделе данной главы в связи с проблемой образования месторождений нефти и газа.

9.5. Образование и эволюция гидросферы Земли

В современной постановке (Баренбаум, Ясаманов, 2001) решение проблемы образования гидросферы должно предложить согласованное объяснение, как минимум, трех вопросов: 1) причин происхождения Мирового океана, 2) увеличения в нем со временем общей массы воды и 3) цикличности резких колебаний уровня океана в истории планеты.

Последние полвека для ответа на эти вопросы привлекается идея (Rubey, 1951; Виноградов, 1967; Сорохтин, Ушаков, 1991), согласно которой гидросфера Земли возникла в результате дегазации глубинного вещества нашей планеты и обусловлена подъемом избыточных летучих этого вещества на земную поверхность.

Однако даже в вопросе о том, каким образом происходил данный процесс и как он менялся в истории, единого мнения у специалистов нет. Одни полагают (Сидоренко и др., 1978), что основная масса воды поступила в океан в первый миллиард лет существования Земли, другие (Тимофеев и др., 1986) – что этот рост произошел резким скачком на рубеже палеозоя и мезозоя, вследствие чего и возникли океанские бассейны, а третьи (Holland, 1972; Вейл и др., 1981) – допускают, что вода в Мировом океане накапливалась более или менее равномерно. Впрочем, сторонники последней гипотезы также не исключают возможности того, что формирование Мирового океана не было монотонным процессом, и в некоторые моменты геологического прошлого в океан поступали значительные порции воды.

Основанием для всех этих гипотез служит интерпретация геологических данных, свидетельствующих, что положение уровня Мирового океана и покрытая водой площадь современных континентов в истории Земли закономерно менялись. Причем, когда одни участки суши покрывались водой, другие осушались и наоборот. Эти процессы, однако, не компенсировали друг друга, и увеличение площади эпиконтинентальных морей в фанерозое сопровождалось общим повышением уровня Мирового океана (Вейл и др., 1981; Ронов, 1994; Милановский, 1996). Так что сегодня не возникает сомнений, что у изменений объема свободных вод в гидросфере и у планетарных трансгрессий и регрессий Мирового океана имеются общие причины.

Вопрос о причинах колебаний уровня Мирового океана на фоне общего роста массы океанской воды еще в большей степени дискуссионный (Шопф, 1982). Согласно одним представлениям (Ронов, 1994), колебания уровня океана могут быть вызваны попеременным поднятием и погружением как континентальной, так и океанической коры в ходе общей эволюции Земли. В других гипотезах (Holland, 1972; Шопф, 1982) предполагается, что эти колебания определяются степенью разогрева подкорового вещества, проявляющегося, в частности, в скорости движения литосферных плит, и связаны с изменением морфологии дна океана либо за счет изменения «емкости» его впадин, либо вследствие увеличения «объема» океанических срединных хребтов.

В качестве возможных причин также назывались (Шопф, 1982): вытеснение вод Мирового океана поступающим с суши обломочным материалом; фазовые изменения пород на границе Мохоровичича и попеременное осушение и заполнение водой крупных бассейнов вследствие возникновения в земной коре барьеров или иных преград тектонического плана. Однако эти предположения не подтверждаются палеогеографическими материалами.

Не подтверждается и гипотеза, связывающая причины трансгрессий и регрессий Мирового океана с глобальными изменениями климата. В истории Земли известны случаи развития трансгрессий после начала оледенения и, наоборот, регрессий после таяния ледников. Например, обширное пермь-карбоновое оледенение, по окончании которого не произошло скольконибудь существенного повышения уровня Мирового океана. Скорее, наоборот, регрессия, начавшаяся в конце карбона, продолжилась далее в перми и триасе, хотя средние глобальные температуры в это время были очень высокими (Ушаков, Ясаманов, 1984).

Все рассмотренные мнения относительно причин трансгрессий и регрессий Мирового океана на фоне его роста исходят из одной и той же ошибочной предпосылки, что масса вод в гидросфере регулируется исключительно эндогенными процессами эволюции Земли.

Согласно галактоцентрической парадигме (Баренбаум, Ясаманов, 2001) масса свободных вод в гидросфере, как и в ее надземной и подземной части главным образом определяется космическими факторами. Предполагается, что в истории нашей планеты количество воды на земной поверхности многократно менялось. Эпохи существования океана, особенно в архее и протерозое, сменялись периодами его значительного обмеления и, вероятно, даже высыхания. Поэтому, казалось бы, взаимоисключающие мнения исследователей о большом или малом объеме воды в океане архея относятся лишь к разным интервалам этого весьма продолжительного периода времени.

Таким образом, общий рост количества воды в Мировом океане и колебания его уровня, в первую очередь, являлись следствием массовых падений на Землю комет и астероидов, происходивших на фоне общего остывания нашей планеты после мощных галактических воздействий (глава 7).

В истории эволюции гидросферы выделим несколько стадий.

Предгеологическая. Предполагается, что поступление на Землю кометной воды с тем же постоянством, как в фанерозое шло на протяжении всего времени существования планеты, включая и период до гибели Фэтона 4.6 млрд. лет тому назад. Поэтому до образования Луны какая-то вода на поверхности Земли могла находиться.

Однако, оценить массу этой воды и ее количество, сохранившееся в составе расплавов пород после отделения от Земли ее поверхностного слоя (см. главу 6), затруднительно, поскольку выпавшие позднее кометы могли образовать современную гидросферу и самостоятельно.

Архей. О характере функционирования гидросферы в период раннего архея можно высказать лишь самые общие суждения. Поскольку частота падений на Землю астероидов и комет в то время была особенно высока, то вызванные их ударами процессы кратонизации и вулканизма носили повсеместный и чрезвычайно мощный характер.

В архее были широко развиты процессы излияния магмы и гидратации пород земной коры, которые резко снижали время существования в лито-

сфере свободной воды ($\tau_1 < \tau_2 \ll \tau_3$). Пока время τ_1 оставалось меньше периода цикличности падения комет ($\tau_1 < T$), вода на поверхности Земли, вероятно, могла существовать лишь в периоды кометных бомбардировок.

Примерно 4–3.8 млрд. лет назад приземная температура снижается, и время τ_1 вырастает настолько, что возникают благоприятные условия для накопления воды на земной поверхности ($\tau_1 \geq T$, $\tau_1 > \tau_2$). Фактические данные свидетельствуют (Минц, 1999), что воды сначала было немного, и она главным образом скапливалась в сравнительно узких (~10 км) и протяженных (~100 км) бассейнах, которые обрамляли соседние кратоны и служили местом сноса осадков. Глубина водоемов могла достигать 1.5–2.0 км. Температура воды в морских бассейнах составляла ~70°С, а воздуха 70–100°С.

Астеносфера в тот период, вероятно, находилась близко к земной поверхности. Поэтому основная масса подвижной воды должна была входить в состав магматических расплавов и в случае $\tau_2 > \tau_3$ преимущественно участвовать в вулканических процессах, а в случае $\tau_2 < \tau_3$ связываться в минералах в процессах гидратации пород.

Протерозой. О поведении гидросферы в протерозое можно высказаться с большей определенностью, несмотря на очень сильную изменчивость и сложность ее режимов. Такая возможность открывается благодаря активному участию в геохимическом круговороте живых организмов, которые подстраивают темп циркуляции углекислоты и кислорода к скорости круговорота воды. Поэтому, анализируя, в частности, данные рис. 88, можно судить и о состоянии гидросферы.

В протерозое выделим два основных режима функционирования гидросферы: существенно «водный» и «безводный».

Для первого режима, которому на рис. 88 соответствуют периоды утяжеления карбонатного углерода, свойственно присутствие на поверхности Земли достаточно больших количеств воды ($\tau_1 \geq \tau_2$). Этот режим в протерозое развивался вслед за пролетами Солнца сквозь массивные облака звезд 3.6, 2.6, 1.65 и 1.05 млрд. лет назад. Взаимодействия Солнца со звездами сопровождались массовым поступлением в межпланетное космическое пространство тел астероидного пояса, которые за время 10^7 – 10^8 лет падали на все планеты (глава 7).

На основании данных рис. 88 и в соответствии с решением уравнения (9.2) следует допустить, что в результате частых падений на Землю крупных астероидных тел часть связанной до того в породах воды переходила в подвижное состояние и поступала в океан. Одновременно, в связи с образованием мощного облачного слоя, экранировавшего лучи Солнца, развивалось значительное похолодание. Судя по расцвету в то время на Земле жизни (Соколов, 1976) и существованию оледенений (Хаин, 1994), температуры, особенно на полюсах Земли, могли достигать минусовых значений.

Второй режим функционирования гидросферы, наоборот, отличали очень высокие температуры поверхности и почти полное высыхание водоемов ($\tau_1 \leq \tau_2$). Судить об этом режиме позволяют данные, касающиеся условий формирования месторождений железистых кварцитов.

В развитие космической гипотезы М.И. Калганова (Калганов, Коссовский, 1968) мы полагаем, что формации железистых кварцитов возникли вследствие глубокого химического выветривания вещества астероидов, падавших в большом количестве на Землю после очередных пролетов звезд.

Согласно КОСС (глава 6), порядка 90% тел астероидного пояса представлены мантийным оливин-пироксеновым мантийным веществом погибшего Фаэтона. Поэтому выпадавшие на Землю его обломки в пропорции 1:3 должны состоять из железа и кремнезема, что, собственно говоря, и демонстрируют железистые кварциты. Учитывая, что при каждом взаимодействии Солнца со звездами на Землю поступало $\sim 10^{23}$ г астероидного материала, оксиды железа и кремния в той же пропорции должны были выводиться из геохимического круговорота и осаждаться в морских акваториях.

Известно, что крупные месторождения железистых кварцитов формировались обычно в мелководных бассейнах за счет сноса в них продуктов выветривания пород суши и перехода большого количества железа и кремнезема в коллоидном виде в раствор (Гаррельс и др., 1975). Рудообразование, как правило, происходило в спокойной тектонической обстановке за время 10^6 – 10^7 лет. Полосчатая структура кварцитов возникала при взаимной коагуляции в самом растворе гелей окисленного железа и кремнезема (Moog, Maunard, 1929). В период интенсивной коагуляции температура вод составляла $\sim 100^\circ\text{C}$ (Френч, 1975). Воды были пресными (Страхов, 1986), парциальное давление кислорода в них низкое < 0.2 атм., а величина pH воды не превышала 2–6 (Холленд, 1975; Эйгстер, Ай Мин-Чжоу, 1975). На завершающем этапе состав воды, видимо, менялся. На стадии диагенеза, нередко связанной с высыханием водоема, вещество испытывало нагревание до 150°C и выше (Гаррельс и др., 1975).

Условия, необходимые для процветания жизни, и условия отложения железистых кварцитов, как мы видим, трудно совместимы. Отсюда мы делаем вывод, что в протерозое режим гидросферы неоднократно менялся. Эпохи заполнения морских бассейнов водой и расцвета на Земле жизни ($\tau_1 \geq \tau_2$), сменялись длительными периодами высыхания водоемов и угнетения живых существ ($\tau_1 \leq \tau_2$), когда доля биогенного углерода в осадках снижалась почти до нуля.

Палеозой и мезозой. В отличие от ситуации в архее ($\tau_1 < \tau_2 \ll \tau_3 \sim T$) и протерозое ($\tau_1 \approx \tau_2 > T$), к началу фанерозоя литосфера Земли остывает настолько, что большая часть воды постоянно остается на земной поверхности ($\tau_1 > \tau_2$, $\tau_3 \gg \tau_1$), пополняя Мировой океан.

Решение системы уравнений (9.2) для этих условий при упрощенной постановке задачи приведено в работе (Баренбаум, 1998б).

Рассмотрим сначала случай одноимпульсного режима поступления на Землю кометной воды. Упрощая ситуацию, будем считать, что вся кометная вода включается в круговорот, и ее связыванием при образовании минералов можно пренебречь: $\alpha_{21} = 1/\tau_1$ и $\alpha_{12} = 1/\tau_2$, $\tau_3 \rightarrow \infty$.

Тогда на основании (9.6) и (9.7) можем записать

$$n_1(t) = \frac{\tau_1 Q_0}{\tau_1 + \tau_2} \left[1 + \frac{\tau_2}{\tau_1} e^{-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t} \right], \quad (9.27)$$

$$n_2(t) = \frac{\tau_2 Q_0}{\tau_1 + \tau_2} \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t} \right]. \quad (9.28)$$

Эти формулы проанализируем для современных величин констант n и τ . Полагая, что массы вод в Мировом океане и в подземной гидросфере составляют $n_1 = 1.46 \cdot 10^{24}$ г и $n_2 = 0.73 \cdot 10^{24}$ г (Зверев, 1999), для средних времен ее пребывания в наземной и подземной частях гидросферы получаем оценки $\tau_1 = n_1/C = 5.4$ млн. лет и $\tau_2 = 2.7$ млн. лет.

В соответствии с решениями (9.27) и (9.28) вся кометная вода сначала поступает в Мировой океан, и уже оттуда с характерным временем $\tau \sim 1.8$ млн. лет начинает проникать в подземную гидросферу. Через время ~ 6 млн. лет система приходит в равновесие. В этом состоянии большая часть ($2/3 Q_0$) поступившей воды остается на земной поверхности, а меньшая ($1/3 Q_0$) оказывается под земной поверхностью.

В случае постоянства величины Q_0 и строго периодического выпадения на Землю комет решение задачи в установившемся режиме ($t \gg T$) определяется формулами:

$$n_1(t) = \frac{\tau_1 Q_0}{\tau_1 + \tau_2} \frac{t}{T}; \quad (9.29)$$

$$n_2(t) = \frac{\tau_2 Q_0}{\tau_1 + \tau_2} \frac{t}{T}. \quad (9.30)$$

Таким образом, согласно формулам (9.29) и (9.30), количество воды на Земле со временем линейно растет, а сама вода перераспределяется между Мировым океаном и подземной гидросферой пропорционально τ этих подсистем. Поглощение воды в процессах гидратации пород снижает и затягивает этот рост, но принципиально не влияет на характер ее распределения между наземной и подземной частями гидросферы.

Ранее отмечалось, что интенсивность кометных бомбардировок в истории Земли сильно варьировала. Так что в отдельные эпохи на нашу планету поступало значительно большее количество воды, чем в другие. Согласно данным по уровню смертности живых организмов (глава 2), наиболее часто кометы падали на границах ордовика и триаса.

Поступавшая с кометами вода вызывала сильный размыв пород земной поверхности, однако, накапливалась она не в Мировом океане, а преимущественно в подземной гидросфере, где, видимо, входила в состав магматических расплавов. С данным обстоятельством, вероятно, можно связать высокую тектоно-магматическую активность Земли в ордовике и триасе, а также малое количество биогенного углерода, сохранившегося в осадочных породах того времени (см. рис. 85-а).

Последующее перераспределение воды между подземной гидросферой и Мировым океаном в ордовике происходило быстрее, чем в триасе. В последнем случае оно заняло десятки миллионов лет и привело к сильнейшей трансгрессии в юре и мелу (Хэллем, 1978). По некоторым данным уровень вод Мирового океана тогда возрос почти вдвое. Столь большая прибавка воды и продолжительность ее поступления в океан, на наш взгляд, указывают на ее выделение при дегидратации пород земной коры. Этот процесс, возможно, является главной причиной, вызвавшей в юре резкое изменение геохимической константы равновесия системы круговорота (см. рис. 86).

На рис. 90 приведен график изменения состава сланцев и известняков осадочных отложений Восточно-Европейской платформы в фанерозое по Р. Гаррельсу и Ф. Маккензи (1974).

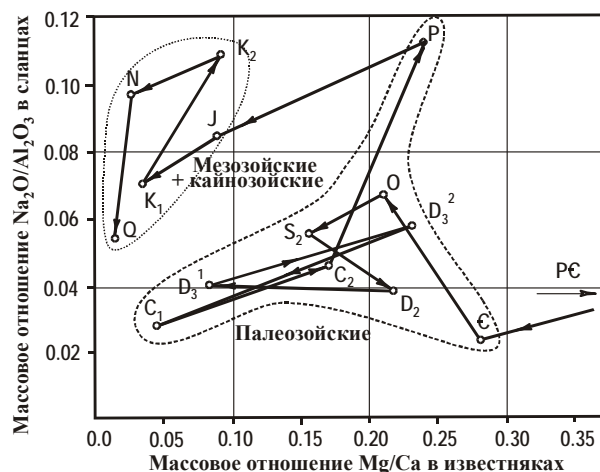


Рис. 90. Взаимосвязь отношений $\text{Na}_2\text{O}/\text{Al}_2\text{O}_3$ в сланцах и Mg/Ca в известняках для пород Восточно-Европейской платформы. Буквы с цифрами – общепринятые обозначения стратонав

Хорошо видно, что мезозойско-кайнозойские осадочные породы четко отличаются от палеозойских более высоким Na/Al отношением в терригенных породах и низким отношением Mg/Ca в карбонатных. На наш взгляд, это вполне может быть связано с некоторым изменением на границе палеозоя и кайнозоя рН воды Мирового океана в результате изменения константы геохимического равновесия системы.

Кайнозой. В отличие от более ранних эр, режим круговорота вод гидросферы в кайнозое носил достаточно стабильный характер, что позволяет использовать формулы (9.27)–(9.30) для выявления причин изменения в этот период средней глубины Мирового океана.

Наиболее достоверные, на наш взгляд, измерения глубины океана выполнены Г. Менардом (1966) по скорости погружения атоллов и гайотов Тихого океана. По этим данным глубина океана в последние 66 млн. лет линейно росла на 0.2 см в тысячу лет. В целом для кайнозоя это дает подъем уровня воды в Мировом океане на $\Delta H = 130$ м.

Примем, что в кайнозое (включая палеоген-меловую границу) имели место четыре кометные бомбардировки. Предположим, что за одну бомбардировку на Землю в среднем выпадало $\sim 10^5$ галактических комет с суммарной массой $Q_0 = 10^{20} - 10^{21}$ г, и что вся кометная вода затем поступала в Мировой океан. Тогда по формуле (9.29) находим, что после каждой бомбардировки глубина океана могла максимально возрасти на величину $\Delta H = (2/3) \cdot H Q_0 / M \sim 1.3$ м, где $M = 2 \cdot 10^{24}$ г – масса свободных вод гидросферы; $H = 3.9$ км – средняя глубина Мирового океана.

Это много меньше, чем по измерениям Г. Менарда. Поэтому следует заключить, что в кайнозое уровень океана увеличивался не за счет поступления новой кометной воды, а вследствие процессов дегидратации, вызванных разогревом пород под действием кометных падений.

Данный вывод, в частности, подтверждается современной скоростью дегидратации пород земной коры $q = 7.4 \cdot 10^{15}$ г/год (Зверев, 1999), что может вызвать прирост уровня вод Мирового океана $qH/(0.66M) = 2 \cdot 10^{-4}$ см/год, хорошо согласующийся с результатами Г. Менарда.

Независимо от механизма пополнения водой Мирового океана, необходимо отметить, что поступление в океан столь большого количества воды, вследствие действия механизма изостазии (Шопф, 1982), должно привести к общему «всплытию» континентов. Если это обстоятельство не учитывать, то из-за асимметрии гипсометрической кривой относительно базиса эрозии (прежнего среднего уровня Мирового океана), эпохи кометных падений могут трактоваться (Вейл и др., 1981) не как периоды, характеризующиеся быстрыми трансгрессиями и сменяющими их медленными регрессиями, а, как эпохи медленных трансгрессий, следующих за быстрыми регрессиями. Другими словами давать картину, полностью обратную наблюдениям (Ронов, 1994).

И, наконец, еще один полезный расчет. Полагая, что кометные падения на протяжении последних $t = 4.6$ млрд. лет случались через каждые $T = 25$ млн. лет, по формулам (9.29) и (9.30) находим массу поступившей на Землю кометной воды $n_1 + n_2 = Q_0 t / T \sim 10^{24}$ г.

Данная величина вполне сопоставима с массой вод современной гидросферы. Поэтому периодические бомбардировки галактическими кометами необходимо рассматривать как один из важнейших поставщиков воды на Землю и другие планеты Солнечной системы.

9.6. Происхождение нефти и газа

Происхождение промышленных скоплений нефти и газа относится к числу наиболее принципиальных нерешенных проблем геологии, имеющих к тому же важнейшее народнохозяйственное значение.

Потребность мировой экономики в энергетических ресурсах поставила перед нефтегазовой наукой ряд неотложных вопросов, остающихся сегодня без ответа. Один из них – сколь велик УВ потенциал недр нашей планеты и надолго ли его хватит при современных темпах добычи нефти и газа? Другой вопрос – каковы запасы УВ уже открытых месторождений?

Полагают, что нефтью мир обеспечен примерно на 40 лет, а газом на 60 лет. Однако заслуживающего доверия обоснования этих оценок нет.

Нет ясности и со вторым вопросом. В последние годы на многих нефтегазовых месторождениях установлены весьма интенсивные подтоки УВ в пласты-коллекторы (Соколов, Гусева, 1993; Дьяконов, 1998; Муслимов и др. 1999; Смирнова, 1999; Корнева, 1999; Аширов и др., 2000; Запивалов, 2000; Корчагин, 2001; Скарятин, Уздиева, 2003; Гаврилов, 2008; и др.).

Обнаружились и другие факты, трудно объяснимые с позиций существующих представлений о механизмах нефтегазообразования (Войтов и др., 1984; Войтов, 1991, 2000, 2001; Peter et al., 1991; Муслимов и др., 2004).

Актуальность приобрел вопрос, где и как искать промышленные скопления нефти и газа и какими критериями при этом руководствоваться. В случае восполнения залежей УВ далеко не очевидно, что реализуемые сегодня методы разработки месторождений нефти и газа оптимальны. Показано, что путем специального бурения скважин и режимов их эксплуатации можно интенсифицировать подтоки УВ в залежи (Баренбаум и др., 2005).

В этом параграфе дан анализ современного уровня развития нефтегазовой геологии с точки зрения ее способности решать вышеуказанные вопросы. Обоснована точка зрения, что в нефтегазовой науке в настоящее время происходит крупная научная революция, подготовленная всем предыдущим ходом развитием данной области знания. Эта революция ведет к коренной ломке сложившихся взглядов на происхождение нефти и газа.

На смену идее об ограниченности запасов нефти и газа приходит основанная на галактоцентрической парадигме новая система представлений,

которая относит скопления нефти и газа к неуничтожимым полезным ископаемым нашей планеты, необходимо возникающим в результате современного геохимического круговорота углерода и воды на Земле.

Новые представления отражены в разработанной автором биосферной концепции нефтегазообразования (Баренбаум, 2002, 2004), которая решает проблему происхождения нефти и газа и позволяет принципиально ответить на главные вопросы, стоящие сегодня перед нефтегазовой наукой.

Данный параграф посвящен рассмотрению двух основных вопросов:

1. Анализу происходящей в нефтегазовой геологии научной революции с позиций разработанной Т. Куном (Kuhn, 1970) методологии, и
2. Обсуждению основных положений новой биосферной концепции нефтегазообразования.

9.6.1. Структура научных революций по Куну

Согласно методологии крупнейшего историографа наук Т. Куна, в основе каждой зрелой науки лежит парадигма – совокупность знаний, которая в течение достаточно длительного времени признается определенным научным сообществом как основа его практической деятельности.

Эти знания обязательно включают эмпирически установленное правило, объясняющую его теорию, а также технические средства, обеспечивающие применение данной науки на практике.

В своем развитии все науки без исключения переживают состояния, которые Кун назвал кризисными. Основным симптом кризиса является наличие аномалии, т.е. некоего явления природы, существование которого не предполагается парадигмой данной науки или даже противоречит ей.

В состоянии кризиса парадигма утрачивает способность решать возникающие практические задачи. Как следствие, возрастает профессиональная неуверенность ученых, выражающаяся в появлении множества конкурирующих гипотез и борьбы между их сторонниками. Отсутствие общепризнанной парадигмы ставит под сомнение само существование данной науки.

Когда парадигма меняется, утверждает Кун, происходят значительные изменения в критериях, определяющих правильность, как выбора проблем, так и предлагаемых решений.

Такая перестройка весьма болезненна для научного сообщества. Поскольку всякая зрелая наука направлена на разработку тех явлений и теорий, существование которых ее парадигма заведомо предполагает.

Зрелой наукой новые явления часто вообще упускаются из виду. Ибо ученые, работающие в ее русле, не ставят себе цели создания новых теорий. К тому же обычно они нетерпимы и к созданию таких теорий другими.

Обсуждая пути выхода из кризисного состояния, Кун отмечает, что все кризисы заканчиваются одним из трех возможных исходов: 1) нормальная наука оказывается способной разрешить проблему, порождающую кризис; 2) проблема, несмотря на все усилия, не поддается решению и оставляется в

наследство будущим поколениям. И 3) кризис разрешается в результате научной революции, приводящей к возникновению нового претендента на место старой парадигмы, что является главным путем развития науки вообще.

Т. Кун формулирует следующие два требования к новой парадигме. Первое – она должна решать какую-то спорную и в целом осознанную проблему, которая не может быть разрешена никаким другим способом. И второе – обещать сохранение способности решения всех других проблем, которые накопились в науке благодаря предшествующим парадигмам.

Покажем, что становление взглядов на происхождение нефти и газа полностью укладывается в предложенную Т Куном схему развития наук.

9.6.2. Научная революция в проблеме нефти и газа

Научная постановка проблемы происхождения нефти и газа связана с именами таких крупных ученых как М.В. Ломоносов (1757), А. Гумбольдт (1805), Ч. Лайель (1840), Д.И. Менделеев (1877) и В.И. Вернадский (1927).

Благодаря работам многих поколений исследователей к настоящему времени в нефтегазовой геологии сформировались две разные конкурирующие точки зрения на происхождение нефти и газа, которые в теории нефтегазообразования играют роль самостоятельных парадигм.

Согласно первой – «органической» парадигме (Ломоносов, 1757; Ипатьев, 1911; Вернадский, 1926; Архангельский, 1927; Губкин, 1937; Вас-соевич, 1952; Баженова и др., 2000; Конторович, 2004; и др.) нефть и газ имеют биогенное происхождение и образуются из останков живых организмов, погружающихся при геологических процессах вглубь земной коры.

В соответствии с другой – «неорганической» парадигмой (Humbolt, 1814; Berthelot, 1866; Менделеев, 1877; Харичков, 1903; Соколов В.Д., 1913; Кудрявцев, 1951; Кропоткин, 1955; Порфирьев, 1960; Руденко, 1969; Чекалюк, 1971; Краюшкин, 1984 и др.) источником нефти служат углеводородные газы, поступающие из глубоких земных недр.

Каждое из направлений сегодня имеет многочисленных сторонников и опирается на результаты убедительных экспериментальных и теоретических исследований. Это обстоятельство, тем не менее, не устраняет известных трудностей самих парадигм, что не позволяет научному сообществу сделать окончательный выбор в пользу одной из них (Пиковский, 1986).

Имеющиеся трудности приверженцы обеих парадигм ставят друг другу в вину, но не принимают на свой счет. Более того, между «органиками» и «неорганиками» многие годы идет непрекращающаяся борьба. Борьба, носящая порой ожесточенный и бескомпромиссный характер, требующая отвлечения с обеих сторон больших интеллектуальных сил и средств.

Отсутствие единого мнения геологов-нефтяников по вопросу происхождения нефти и газа, согласно Т. Куну, означает, что, несмотря на более чем столетнее существование нефтегазовой геологии, наука адекватная

проблеме происхождения нефти и газа еще не вышла из предпарадигмального состояния. Или, проще говоря, так и не была создана.

Безусловные достижения геологов-нефтяников в понимании процессов нефтегазообразования, прежде всего, связаны с выявлением двух основных способов образования УВ в природе: биогенного и минерального. Однако такое понимание не может быть перенесено на механизм концентрации этих УВ в промышленные скопления нефти и газа (Баренбаум, 2002, 2004, 2009).

Осознание этого принципиального вывода, вероятно, произошло бы не скоро, если бы не открытие в конце 1990-х годов совершенно не предусмотренного нефтегазовой геологией явления – пополнения запасов нефти и газа эксплуатируемых месторождений. Как часто бывает в научных революциях, новое явление было обнаружено не сразу и к тому же специалистами другой области знания – области разработки нефтегазовых месторождений.

Данное открытие нефтяников-разработчиков и явилось, на наш взгляд, той «революционной» по Куну аномалией, которая стала толчком к разработке новой нефтегазовой парадигмы.

Немаловажную роль в отказе от старых взглядов также сыграли установленные Г.И. Войтовым и др. (1984, 1991, 2000, 2001) многочисленные факты вариации состава газовых УВ эманаций, а также данные Р.Х. Муслимова и др. (2000, 2004) и Н.А. Касьяновой и др. (2004) по быстрому изменению состава и свойств добываемой нефти. Чрезвычайно важным оказалось и обнаружение в нефтях американскими исследователями (Peter et al., 1991) космогенного изотопа C^{14} с периодом полураспада 5730 лет.

Новую парадигму сформулировали в 1993 году отечественные ученые Б.А. Соколов и А.Н. Гусева: «Нефть и газ – заявили они – представляют собой возобновляемые природные ископаемые, и их освоение должно строиться, исходя из научно обоснованного баланса объемов генерации УВ и возможностей отбора в процессе эксплуатации месторождений».

Тем самым образование нефти и газа впервые было предложено рассматривать не как медленный геологический процесс, а как феномен, зависящий от режимов эксплуатации нефтегазовых месторождений. Сегодня это мнение разделяют и другие авторитетные геологи (Гаврилов, 2008).

Надо сказать, что переход к новой парадигме происходит болезненно. В последние десять – пятнадцать лет, в полном соответствии с теорией Т. Куна, резко возросла активность сторонников обеих парадигм. В частности, в нашей стране, в Москве и в Казани, стали ежегодными конференции, организуемые представителями разных направлений. Появилось большое число «смешанных» биогенно-абиогенных гипотез (Дюнин, Корзун, 2003), так и не сумевших решить проблему. Среди геологов-практиков возникло мнение, что органический или минеральный генезис УВ не оказывает решающего влияния на образование промышленных скоплений нефти и газа, и что данный процесс контролируется некими другими не менее важными, но неучтенными факторами (Шустер, 1994).

Споры «органиков» с «неорганиками» подняли еще один проблемный вопрос: откуда берется на земной поверхности углерод, восполняющий его уход в процессах осадкообразования? Обсуждаются две возможности (Калинко, 1968): поступление углерода из космоса и из недр Земли.

Количество углерода, выпадающего сегодня на Землю из космоса, явно недостаточно. Поэтому «неорганики» полагают, что источником углерода являются процессы углеводородной дегазации низов земной коры и верхов мантии, куда этот углерод попал при образовании нашей планеты (Соколов В.Д., 1913; Порфирьев, 1960; Голд, 1986; Кропоткин, 1986; и др.).

Эта точка зрения, однако, противоречит современным представлениям о внутреннем строении Земли и условиях ее формирования (глава 6). Не соглашались с ней и сторонники органической гипотезы (Баженова и др., 2000), хотя и не могут предложить своего объяснения.

Наши исследования показали (Баренбаум, 2002), что решить проблему нефтегазообразования без привлечения механизма геохимического круговорота углерода и воды на Земле невозможно. При этом существенными являются два фактора. Первый – это обязательный учет открытости нашей планеты галактическим процессам и поступления на нее из космоса углерода и воды. Второй – необходимость предварительного решения балансовых проблем круговорота углерода через земную поверхность.

Роль первого фактора в достаточно полной мере рассмотрена в предыдущих главах книги. Значение балансового фактора при круговороте углерода требует более детального обсуждения.

9.6.3. Балансовые проблемы углерода

По оценкам А.Б. Ронова (1980) на протяжении фанерозоя в породах земной коры погребено углерода в 2120 раз больше, чем находится сегодня в подвижном состоянии над поверхностью планеты. Поэтому углерод биосферы должен не только захораниваться в земной коре, но и каким-то образом пополняться на поверхности планеты.

Последний вопрос, однако, мало заботит сторонников биогенной парадигмы. Их интересуют лишь процессы преобразования в нефть и газ органики осадочных пород. В результате остается без ответа жизненно важный для этой концепции вопрос: откуда берется в биосфере, т.е. на поверхности Земли, тот углерод, который после отмирания биоты и фоссилизации ее остатков превращается в земной коре в нефть и газ?

Казалось бы, данный вопрос решает минеральная парадигма. Ее приверженцы полагают, что этот углерод в виде УВ газов и флюидов квазипериодически доставляется плюмами к поверхности из глубоких недр Земли, где он сохранился с момента образования нашей планеты (см. главу 4).

Даже если не принимать во внимание весьма спорный тезис о присутствии водорода и углерода в земном ядре, противоречащий данным физики Земли, космохимии и планетологии (Браун, Массет, 1984), а также неустой-

чивость существования УВ уже на глубинах мантии (Меленевский, Конторович, 2007), этот процесс все равно нельзя признать достаточно реальным. Оценки показывают (Гаврилов, 1986), что в нефтегазовых залежах накапливается $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ часть УВ, предположительно поступающих из более глубоких недр, так что практически весь этот углерод оказывается в атмосфере.

При этом возникает другая проблема, никак не учитываемая уже минеральной парадигмой: куда затем девается на Земле весь этот «глубинный» углерод? Ведь при современных темпах дегазации земная атмосфера оказалась бы насыщенной углеродом (метаном) всего за ~ 1000 лет. Уйти в космическое пространство метан не может, ибо из-за тяготения нашу планету покидают лишь наиболее легкие газы: водород и гелий. Не может этот углерод всецело поглотиться живыми организмами и водами Мирового океана, поскольку масса биоты и состав океанических вод на протяжении фанерозоя оставались в целом достаточно стабильными.

На то, что в вопросах баланса углерода имеются серьезные проблемы, как уже отмечалось, одним из первых обратил внимание Г.И. Войтов (1986). Систематизируя литературные данные по циркуляции углерода через поверхность Земли, он нашел, что если в осадках континентов и океанов оказывается погребенным $(2 \div 6) \cdot 10^{14}$ г/год углерода, то из недр на поверхность вследствие дегазации поступает $(1 \div 5) \cdot 10^{15}$ г углерода в год. Причем, если захоранивается окисленный углерод, состоящий на $\sim 2/3$ из карбонатов и на $\sim 1/3$ из отмершей органики, то в атмосферу поступает углерод восстановленный, представленный метаном (CH_4) и его гомологами.

Эта картина, однако, оказывается не полной (Баренбаум и др., 2006) без учета хозяйственной деятельности, связанной с добычей и переработкой УВ, в первую очередь, нефти и газа промышленно развитыми странами. Согласно статистике в мире ежегодно добывается и используется около 3.3 млрд. т нефти и 2.3 трлн. м³ природного газа и 3.3 млрд. т каменного угля. В нефтяном эквиваленте масса извлекаемого из недр и потребляемого углеродного топлива составляет 7.6 млрд. т или соответствует примерно $7.6 \cdot 10^{15}$ г углерода в год. Так что эта масса заметно превышает количество углерода, поступающего из недр на поверхность естественным путем.

При сжигании всех топлив в атмосфере образуется почти втрое большее количество CO_2 , которое увеличивает общую массу углекислого газа в атмосфере. По мнению климатологов, этот процесс приводит к увеличению парникового эффекта, который является основной причиной, вызывающей происходящее на Земле потепление климата. Данная обеспокоенность специалистов-климатологов нашла отражение в Международных соглашениях Киотского протокола (1997) по ограничению выбросов парниковых газов.

По программам Киотского протокола к настоящему времени выполнено большое число расчетов с целью изучения влияния потребления углеродсодержащих топлив на современный климат планеты. В основе этих ис-

следований лежит анализ биосферного круговорота углерода, охватывавшего атмосферу, Мировой океан и почвенно-иловый слой.

Расчеты показали, что современная эмиссия CO_2 для системы круговорота углерода на нашей планете избыточна. При самых оптимистичных предположениях ~30% CO_2 невозможно удалить из земной атмосферы за счет известных механизмов его растворения в водах Мирового океана или поглощения растительностью и животными (Кондратьев, Крапивин, 2004).

Тем самым в структуре глобального геохимического круговорота углерода выявляются две серьезные проблемы. Первая состоит в том, что масса углерода, ежегодно погружающегося с осадками в земную кору, на порядок меньше поступающего из недр. И вторая – что захоранивается окисленный углерод, а выносится на поверхность из глубин углерод восстановленный.

Обе геологические парадигмы: биогенная и минеральная эти проблемы стараются не замечать, тогда как биосферная концепция, рассматривающая нефтегазообразование как современный биосферный процесс, их решает.

9.6.4. Биосферная концепция нефтегазообразования

Новая концепция нефтегазообразования всецело базируется на изложенных выше моделях круговорота углерода и воды. При этом она привлекает как биогенный, так и минеральный механизмы генезиса нефти и газа, но в отличие от прежних представлений рассматривает эти УВ как неуничтожимые компоненты геохимического круговорота подвижного углерода, обеспечивающие устойчивость всей системы его циркуляции на Земле.

В геохимическом отношении залежи нефти и газа – это такие же резервуары излишков углерода, что и воды Мирового океана, живые организмы и атмосфера, только расположенные под поверхностью планеты.

Суть новой концепции заключается в том, что в моменты попадания Солнца в струйные потоки Галактики на Землю поступают большие массы углерода и воды, которые включаются в происходящий на нашей планете круговорот вещества. При этом они перераспределяются по трем его основным циклам (рис. 83) как над, так и под земной поверхностью, что имеет самое прямое отношение к феномену нефтегазообразования.

Участвующий в круговороте углерод многократно пересекает поверхность Земли. Входя в состав живых организмов и минеральных агрегатов, он меняет химическую формулу и изотопный состав. Над земной поверхностью, играющей роль геохимического барьера, углерод циркулирует преимущественно в окисленном виде, а под ней восстанавливается до УВ.

Последние, из-за низкой растворимости в воде, в земной коре образуют углеводородную фазу, которая в геологических структурах-ловушках формирует собственные скопления. Будут ли залежи представлены нефтью или газом, зависит от изоляционных свойств ловушек и термобарических условий накопления в них УВ. Главенствующая роль в нефтегазообразовании

принадлежит переносу подвижного углерода биосферы в земную кору метеогенными водами в ходе их регионального климатического круговорота. При этом наиболее быстрый биосферный цикл не ограничен круговоротом углерода над поверхностью Земли, а охватывает всю биосферу целиком, включая ее подземную часть. В результате восстановление запасов нефти и газа месторождений занимает не миллионы, а происходит за время биосферного цикла углерода, составляющего на континентах ~40 лет.

Таким образом, биосферная концепция предполагает участие в нефтегазообразовании трех важных физико-химических процессов: 1) перенос углерода биосферы под земную поверхность метеогенными водами; 2) восстановление углерода в земной коре до УВ; 3) фазовые преобразования УВ при накоплении в ловушках в виде нефти и газа.

Обоснуем участие в нефтегазообразовании каждого из этих процессов.

1. Участие воды. Независимо от механизма генезиса углеводородов, формирование из них залежей нефти и газа обязательно происходит с участием воды. В узкой постановке вопроса – за счет циркуляции подземных вод (Hubbert, 1953; Baker, 1962; Карцев, 1963; Майнхольд, 1971 и др.) или углеводородных флюидов (Соколов, Хаин, 1997; Соколов, Абля, 1999; и др.). А в более широкой постановке, развиваемой нами, – вследствие климатического круговорота метеогенных вод (Баренбаум, 2002, 2007).

Перенос углерода биосферы под земную поверхность метеогенными водами до недавнего времени был изучен слабо, и ему в круговороте не придавалось должного значения. Материалы настоящей главы, однако, свидетельствуют, что масштабы и интенсивность этого процесса столь велики, что он не только способен играть центральную роль в нефтегазообразовании, но и позволяют решить первую из балансовых проблем углерода.

Действительно, как показывает анализ распределения вод основных водоемов земного шара (см. рис. 84), их баланс на 87–90% обеспечивается быстрыми водообменными процессами с участием метеогенных вод и лишь на 10–13% морскими водами медленного литологического цикла.

Если учесть, что среднее содержание углерода в поверхностных водах (H_2CO_3 и органика) составляет ~10 мг/л (Корж, 1991), а сами они проникают под поверхность планеты со скоростью $C_1 = 5.2 \cdot 10^{20}$ г/год, нетрудно подсчитать, что с метеогенной водой в земную кору ежегодно должна поступать масса углерода $(0.87 \div 0.9) \cdot 5.2 \cdot 10^{20} \cdot 10^{-5} \sim 5 \cdot 10^{15}$ г/год.

Сопоставив это значение с поступлением углерода из недр с учетом объемов добычи нефти и газа, находим обе величины достаточно близкими.

Данный результат означает, что из всей массы углерода, пересекающей поверхность Земли на нисходящей ветви круговорота, инструментально измеряют лишь ~10%, которые остаются в осадочных породах. Основное же количество подвижного углерода ~90% поступает в земную кору с метеогенными водами и обнаруживает себя только на восходящей ветви круговорота, причем главным образом в виде газа – метана.

Тем самым имеющиеся оценки потока углерода на нисходящей ветви круговорота являются заниженными примерно в 10 раз.

Правомерен и другой вывод: поток метана из литосферы вполне объясним разгрузкой под земной поверхностью метеогенных вод от транспортируемого ими углерода. Однако для обоснования этого заключения, нам потребуется преодолеть давно бытующее в гидрогеологии заблуждение. Считается, что выпадающие в виде дождя и снега метеогенные осадки проникают под земную поверхность никак не глубже ~500–700 м.

Данное мнение на проверку оказывается глубоко ошибочным. Изотопные и гидрохимические исследования вод из сверхглубоких скважин на континентах и скважин глубоководного морского бурения, а также нефтегазовых скважин убедительно его опровергают (Ферронский и др., 1984).

В этой связи показательна величина зоны гидростатических давлений (рис. 91), где сохраняется прямая гидравлическая связь подземных вод с поверхностью. По геофизическим измерениям в скважинах нижняя граница этой зоны может достигать глубин ~6 км и более (Киссин, 1999).

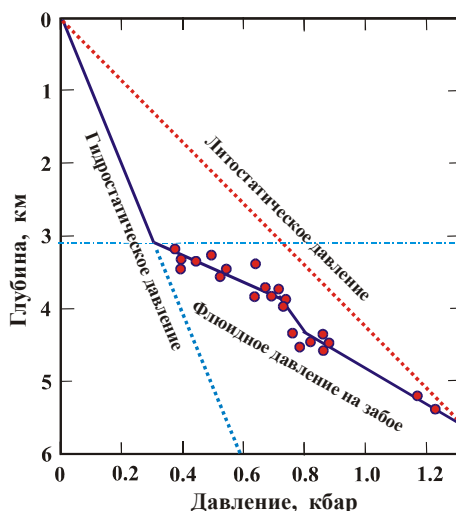


Рис. 91. Изменение пластовых давлений с глубиной

Непосредственную связь поверхностных и подземных вод до глубин ~7 км подтверждают данные микробиологии (Оборин и др., 2005), а также изотопной гидрогеологии. Изотопные измерения свидетельствуют, что поступление вод климатических осадков в породы земной коры на глубину нескольких километров, причем за времена, не превышающие первых десятков лет — это широко распространенное явление, наблюдаемое во многих районах земного шара (Ферронский, Поляков, 1983).

О высокой скорости фильтрационных течений в верхней части земной коры говорят и результаты трассерных исследований в скважинах нефтяных месторождений (Запивалов, Попов, 2003).

Таким образом, по крайней мере, в континентальной литосфере главным переносчиком углерода из наземной биосферы в земную кору оказываются метеогенные воды. Эти воды способны ежегодно транспортировать под земную поверхность $\sim 10^{15}$ – 10^{16} г углерода. Это как раз то его количество, которое поступает в атмосферу Земли в результате извлечения из недр и использования нефти, газа и угля, а также естественной дегазации. Тем самым устраняется первая балансовая проблема углерода.

Обратимся теперь к решению второй балансовой проблемы, состоящей в том, что в земную кору переносится окисленный углерод (H_2CO_3 и биогенное вещество), а на поверхность поступает углерод восстановленный.

2. Восстановление углерода в земной коре до УВ. Согласно биосферной концепции это восстановление происходит в результате двух основных процессов. За счет деструкции биоорганических молекул отмершего органического вещества, входящего в состав осадочных пород (биогенный механизм). И в результате реакций поликонденсационного синтеза УВ на природных катализаторах (минеральный механизм).

Несмотря на то, что в нефтегазообразовании в принципе могут принимать участие все три цикла круговорота углерода (см. рис. 84), главенствующую роль в современную эпоху играют два цикла: биосферный и быстрый литосферный. Причем первый вносит определяющий вклад.

Как свидетельствуют фактические данные, входящие в состав нефти и газа УВ образуются преимущественно двумя путями: 1) в поликонденсационных реакциях синтеза, и 2) вследствие экстракции подземными флюидами и водами УВ, образованных в процессах катагенеза и диагенеза органического вещества осадочных пород.

Первый процесс определяет наличие в нефти нормальных и изо- алканов и других сравнительно просто структурированных УВ. Второй несет ответственность за присутствие в нефти существенно более сложных углеводородсодержащих соединений, в том числе биомаркеров, структурно родственных органическому веществу, из которого они произошли, а также УВ, испытавших значительные изменения в результате жизнедеятельности подземных микроорганизмов (Петров и др., 1994).

Биомаркеры служат неопровержимым доказательством участия в образовании нефти процессов деструкции присутствующего в осадочных породах отмершего органического вещества. Изучая состав биомаркеров, можно судить о геологических обстановках формирования и степени преобразования этого вещества, условиях образования и разрушения залежей нефти и газа, а также решать другие задачи (Петров и др., 1994; Баженова и др., 2000). Доля биомаркеров в непреобразованных нефтях, однако, невелика и обычно не превышает первых процентов.

Основная масса УВ нефтей не имеет явно выраженной структурной связи с органическим веществом осадочных пород. Образование этих УВ может быть объяснено как биогенным, так и поликонденсационным механизмами генезиса. Выбор между этими альтернативами долгое время служил предметом спора сторонников органической и минеральной парадигм происхождения нефти и газа.

Не менее убедительным подтверждением участия в нефтегазообразовании поликонденсационных реакций синтеза УВ является молекулярно-массовое распределение в нефтях нормальных алканов. Данная группа УВ обычно доминирует в не испытывавших биodeградацию нефтях типа А₁ по классификации А.А. Петрова и др. (1994). Содержание в этих нефтях н-алканов, в отличие от биомаркеров, может достигать десятков процентов.

Нормальные алканы – это основная группа УВ, синтезируемых из окислов углерода и водорода во многих реакциях поликонденсации (Руденко, 1969). Изучением этих реакций и, в частности, простейшей из них – синтеза Фишера-Тропша (ФТ-синтез), нашедшего применение в промышленном производстве бензина, установлено (Глебов, Клигер, 1994), что возникающие н-алканы обычно характеризуются молекулярно-массовым распределением, отвечающим формуле Андерсона-Шульца-Флори:

$$\lg(g_n/n) = n \lg \alpha + \lg(\ln^2 \alpha), \quad (9.31)$$

где g_n – массовая доля н-алканов C_nH_{2n+2} с числом углеродных атомов в молекуле n , α – параметр их молекулярно-массового распределения ($0 < \alpha < 1$).

Из теории каталитического синтеза известно, что формула (9.31) отражает модель случайного непрерывного процесса роста цепи УВ вследствие присоединения к ней новых звеньев (интермедиатов) и обрыва цепи в случае, когда параметр α постоянен и имеет физический смысл:

$$\alpha = r_p/(r_p+r_o), \quad (9.32)$$

где r_p и r_o – скорости роста и обрыва цепи, независимые от длины цепи.

Уравнение (9.31) и его модификации сегодня превратились в эффективный инструмент изучения механизмов образования УВ при ФТ-синтезе (Глебов, Клигер, 1994). Данная модель вполне применима и к нефтям (Глебов, 2002; Баренбаум, 2009; Баренбаум, Абля, 2009).

В качестве примера в табл. 43 и на рис. 92 приведены результаты обработки методом наименьших квадратов распределения н-алканов с числом атомов углерода $n \geq 10$ большой выборки нефтей (Баренбаум, Абля, 2009). Исследовались нефти разных месторождений из отложений преимущественно раннепалеозойского возраста, залегающие на глубинах свыше 2 км.

Представленные данные позволяют оценить степень соответствия молекулярно-массового распределений н-алканов нефти зависимости (9.31) и определить величину коэффициента α по тангенсу угла наклона этого распределения на (рис. 92-а).

Таблица 43. Результаты обработки хроматограмм сырых нефтей

№ образца	Тангенс угла наклона линии на рис. 92-а	Коэффициент детерминированности	Значение коэффициента α
1.	– 0.1576	0.9963	0.696
2.	– 0.2783	0.9995	0.527
3.	– 0.1629	0.9982	0.687
4.	– 0.1694	0.9990	0.677
5.	– 0.1656	0.9979	0.683
6.	– 0.1675	0.9931	0.680
7.	– 0.1515	0.9990	0.705
8.	– 0.1634	0.9977	0.686
9.	– 0.1465	0.9715	0.714
10.	– 0.1669	0.9960	0.681
11.	– 0.1595	0.9949	0.693
12.	– 0.3115	0.9966	0.488
13.	– 0.1575	0.9989	0.696
14.	– 0.1644	0.9990	0.685
15.	– 0.1691	0.9986	0.677
16.	– 0.2264	0.9952	0.593
17.	– 0.1559	0.9985	0.698
18.	– 0.1732	0.9979	0.671
19.	– 0.1698	0.9989	0.676
20.	– 0.1670	0.9984	0.681
21.	– 0.1603	0.9990	0.691

Мы видим, что распределение н-алканов изучавшихся нефтей с высокой точностью (коэффициент детерминированности более 0.99) описывается формулой Андерсона-Шульца-Флори.

Величина параметра α формирует резкий пик при значении $\alpha = 0.69$ (рис. 92-б). Из общей закономерности выпадают образцы 2, 12 и 16 с большей крутизной распределения УВ на рис. 92-а. По своим физическим свойствам все три образца квалифицируются как конденсаты, а не как нефти.

Важно отметить, что значение параметра $\alpha = 0.69$ нефтей практически идентично н-алканам, получаемым в ФТ-синтезе на катализаторах из Fe_2O_3 в диапазоне температур 150-300°C. В этих экспериментах (Глебов, Клигер, 1994) на величину α слабо влияли температура и давление, а также состав синтез-газа (отношение H_2 к CO).

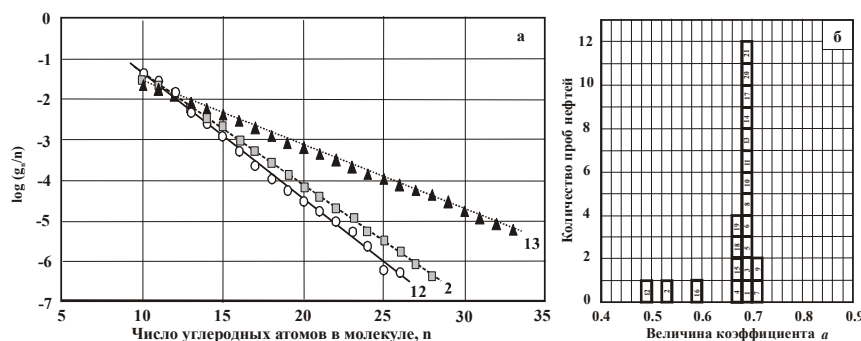


Рис. 92. а) молекулярно-массовое распределение *n*-алканов трех проб нефти в координатах уравнения Андерсона-Шульца-Флори и б) распределение величины коэффициента α нефтей. Цифры – номера проб нефтей в табл. 43.

Эти и другие результаты приводят к выводу, что значительная часть УВ нефтей синтезируются в поликонденсационных реакциях, при этом местом их образования является земная кора, а не глубины мантии, где устойчивое существование УВ проблематично (Меленевский, Конторович, 2007).

Заострим внимание еще на одном важном вопросе, связанном с агрегатным состоянием УВ злежах (Баренбаум, Баталин, 2001).

3. Фазовые преобразования УВ при накоплении в ловушках. Суть этих преобразований сводится к изменению фазового состава УВ в тех или иных термобарических условиях. Аналогично тому, как вода меняет свое агрегатное состояние, превращаясь при нагревании в пар, а при охлаждении в лед, подобные преобразования происходят и в системе нефть-газ.

Для иллюстрации этой простой мысли на рис. 92,а приведены результаты расчета (Баталин и др., 1992) фазовой РТ-диаграммы смеси углеводородов типичного состава: CH_4 (70–85%), C_2H_6 – C_4H_{10} (5–10%), C_{5+} (10%). Диаграмма построена для области температур и давлений, характерных для глубин менее 6 км, где сосредоточены 95% всех разведанных запасов нефти и газа (Соколов, Абля, 1999).

Согласно расчетам (рис. 93-а), данная углеводородная смесь может существовать в гомогенном состоянии лишь с внешней стороны двухфазной области. Внутри этой области смесь распадается на две фазы: газообразную – газ и жидкую – нефть. Изоплерами показан процент в смеси жидкой фазы. Прямая линия с цифрами характеризует изменение термобарических условий с глубиной для типичных значений температурного градиента. Точки пересечения прямой с изоплерами определяют процентное содержание нефти в исходной смеси на разных глубинах.

На рис. 93-б показана кривая нефтенасыщения, характеризующая изменение с глубиной процентного содержания в исходной смеси УВ нефти в соответствии с фазовой диаграммой рис. 93-а.

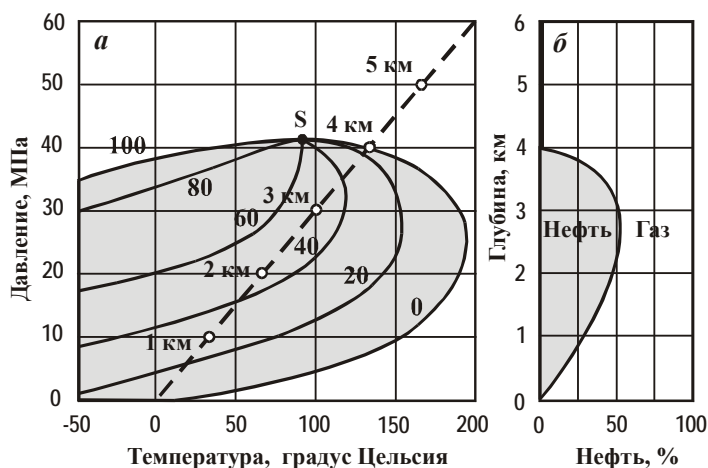


Рис. 93. Фазовая диаграмма углеводородной смеси с изоплерами (а) и соответствующая этой диаграмме кривая нефтенасыщения (б): наклонная пунктирная прямая – шкала глубин; S – критическая точка смеси

Мы видим, что нефть существует только на определенных глубинах, получивших название «нефтяного окна». С увеличением глубины доля нефти сначала растет, а затем падает. Газ ведет себя противоположным образом. Вариации состава УВ деформируют кривую нефтенасыщения, смещая нефтяное окно по оси глубин, но принципиально не меняют наших выводов. Максимальное давление, при котором исчезает жидкая фаза, ~80 МПа, а нижняя граница этого давления составляет 20–25 МПа (Лапшин, 2000). Это соответствует диапазону изменения глубин от 8 до 2 км.

Ниже нефтяного окна нефть существовать не может, и УВ представлены газом либо газоконденсатом. На больших глубинах (≥ 10 км) флюид ведет себя как единая водо-углеродная смесь, не дифференцированная на фазы. В этой смеси вода и УВ находятся в сопоставимых количествах.

С ростом температур и давлений растворимость углеводородов в подземных водах быстро увеличивается (Перродон, 1991). Поэтому на нисходящей ветви круговорота флюид экстрагирует из пород и накапливает в себе УВ, а на восходящей ветви их отдает преимущественно в газовой фазе.

Наиболее интенсивно разгазирование происходит в зонах субвертикальных разломов земной коры, причем на тех их участках, где литостатическое давление сменяется более низким гидростатическим. Пересекая эту границу на восходящей ветви круговорота, флюиды быстро избавляются от содержащихся в них УВ. Еще выше, в зоне нефтяного окна, в смеси углеводородов наряду с газовой фазой возникает еще и жидкая фаза – нефть.

Таким образом, всякая пористая геологическая структура, характеризующаяся более низкими пластовыми давлениями по сравнению с соседни-

ми участками коллектора, обязательно заполняется водой, нефтью либо газом. Там, где «покрышки» нет, т.е. верхние пласты хорошо проницаемы для нефти и газа, будет вода. В противном случае в пласте-коллекторе накапливаются УВ: в основном нефтяные, если покрышка проницаема для газа, и газонефтяные и газовые, если изоляционные свойства покрышки хорошие.

Изложенные выше механизмы и выводы позволяют объяснить тот известный факт, что скопления нефти и газа обычно размещаются в определенных участках крупных бассейнов современного или прошлого осадконакопления (Лаворсен, 1970; Тиссо, Вельте, 1981; Перродон, 1991; и др.).

Причина этого вполне очевидна. Помимо того, что в породах осадочных бассейнов сосредоточено много углеродсодержащего вещества и имеются геологические структуры-ловушки, позволяющие накапливать и длительно удерживать подвижные УВ, эти бассейны являются еще и местами сбора метеогенных вод, дренирующих огромные по площади территории.

Последующая разгрузка вод от углеводородов происходит вдоль путей их подземной миграции, которыми в субгоризонтальных направлениях служат хорошо проницаемые пласты-коллекторы, а в субвертикальном – зоны глубинных разломов. Взаимное размещение тех и других в пределах осадочных бассейнов в основном и контролирует положение, как отдельных месторождений нефти и газа, так и целых нефтегазовых провинций.

9.6.5. Следствия биосферной концепции

Наиболее важный вывод развиваемых представлений состоит в том, что образование нефти и газа – это не медленный геологический процесс, а современное природное явление, тесно связанное с биосферным циклом углерода и климатическим круговоротом воды. Поэтому залежи нефти и газа оказываются такими же резервуарами подвижного углерода на планете, как и все другие, только расположенными под земной поверхностью.

Интенсивная разработка месторождений нефти и газа приводит к нарушению равновесия региональной системы круговорота углерода, что влечет за собой активизацию соответствующих механизмов ее стабилизации. Возврат системы в прежнее «нормальное» состояние, т.е. восполнение залежей УВ, происходит за характерное время биосферного цикла углерода, составляющее для континентальной литосферы ~40 лет (см. рис. 82).

Это время очень невелико, и потому явление восполнения было, в конце концов, замечено разработчиками. Наиболее сильно эффект восполнения УВ в залежах проявляется на истощенных длительной разработкой месторождениях, находящихся на поздней стадии эксплуатации (рис. 94).

На рис. 94 показаны графики разработки трех крупнейших нефтяных месторождений: Ромашкинского, Самотлорского и Туймазинского (Муслимов и др., 2001) и газоконденсатного Шебелинского месторождения (Барен-

баум и др., 2005). Для удобства сравнения графики нормированы на уровень максимальной добычи, принятый за 1.

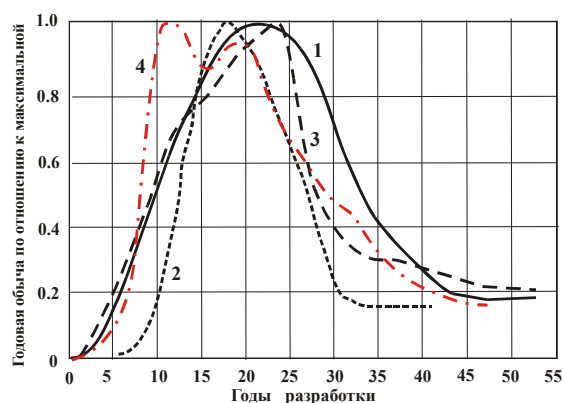


Рис. 94. Графики разработки Ромашкинского (1), Самотлорского (2) и Туймазинского (3) нефтяных месторождений и Шебелинского (4) газоконденсатного месторождения.

Несмотря на разные геологические условия, тип УВ сырья и объемы его запасов, а также технологические схемы разработки месторождений, все графики носят сходный характер. Добыча УВ сначала быстро растет, к 10–20 годам эксплуатации выходит на максимум, а затем, после 3–4-х десятилетий разработки спадает до уровня ~20% максимальной и стабилизируется.

Этот уровень стабилизации рассматривается в качестве показателя темпа естественного притока УВ в залежи (Трофимов, Корчагин, 2002). Если темп извлечения УВ из залежей не превышает темпа их естественного пополнения, существуют предпосылки восполнения ресурсов месторождений. Методами теоретического моделирования показано, что путем специального бурения скважин и оптимизации режимов их работы можно интенсифицировать подтоки УВ в залежи (Баренбаум и др., 2006).

На рис. 94 мы хотим также привлечь внимание и к другому факту. Для всех месторождений время выхода на стационарный режим добычи УВ составляет порядка 30–50 лет. А это как раз характерное время биосферного цикла круговорота углерода на континентах.

Второе принципиально новое следствие биосферной концепции состоит в том, что формирование залежей нефти и газа определяется не только условиями генезиса и накопления УВ в недрах, но и факторами круговорота углерода над поверхностью Земли. Среди последних факторов немаловажную роль играет хозяйственная деятельность людей.

Поскольку извлекаемые из недр объемы углерода в виде нефти, газа и угля превышают его поступление за счет естественной циркуляции, совре-

менное общество способно оказывать активное воздействие на региональные процессы генерации нефти и газа в недрах (Баренбаум и др., 2006).

Умеренная по темпам добыча нефти и газа из залежей (без нарушения подземной циркуляции вод) не должна сильно влиять на потенциальную нефтегазоносность региона, повышая темп восстановления его месторождений. Но произойдет это лишь в условиях, когда извлекаемые УВ потребляются в пределах того же гидрогеологического бассейна, что и их добыча.

Практика транспортировки нефти и газа на тысячи километров от мест добычи способствует перераспределению мировых ресурсов УВ. Интенсивно потребляющие нефть и газ промышленно-развитые страны со временем аккумулируют их на своей территории, тогда как страны, специализирующиеся на добыче и экспорте УВ сырья, свои ресурсы истощают.

Другим прогнозируемым следствием новой концепции является смещение крупных скоплений УВ, в частности газогидратов, в акватории Мирового океана (рис. 95).

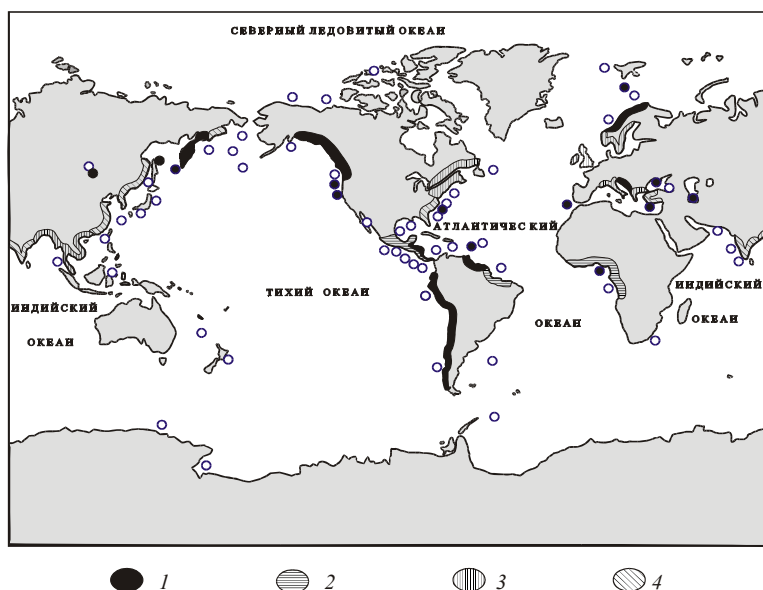


Рис. 95. Сопоставление обнаруженных скоплений газовых гидратов с подземным стоком вод в Мировой океан с континентов. Светлые кружки – места скопления газогидратов по геофизическим и геохимическим данным (Соловьев, 2003), темные – по данным разгрузки флюидов на океаническом дне (Зекцер и др., 1984). Участки береговой линии с расходом воды: 1 – 15-10, 2 – 10-7, 3 – 7-5, 4 – 5-3 л/(с·км²).

Из-за отсутствия на краях континентов условий накопления УВ, избыточный углерод при региональном круговороте выносится водами подзем-

ного стока на глубоководном шельфе и континентальном склоне материков (Баренбаум, 2007). Поэтому именно здесь сосредоточены основные запасы УВ нашей планеты, представленные не только нефтью и газом, но и акваторинными газогидратами.

Таким образом, при решающем влиянии на транспортировку подвижного углерода в земной коре вод климатического круговорота следует ожидать большого разнообразия в распределении месторождений нефти и газа на континентах. С одной стороны, оно будет определяться рельефом местности, климатическими особенностями региона и условиями сбора вод «наверху», а с другой, наличием «внизу» углеродсодержащих коллекторов и дренированием их метеорными водами, а также движением этих вод по водоносным горизонтам, разломам и другим, хорошо проницаемым участкам пород. Данное замечание касается не только размещения скоплений нефти и газа по площадям, но и относится к распределению залежей по глубинам.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Разработана модель глобального геохимического круговорота углерода и воды на планете, основанная на идеях В.И. Вернадского о поступлении на Землю галактического вещества и участия в круговороте биосферы. На основе модели изучены важнейшие особенности процессов круговорота углерода и воды на планете в фанерозое и докембрии.

Получены следующие основные выводы:

- Геохимический круговорот вещества на Земле – это неразрывно связанное с поступлением вещества из Галактики глобальное природное явление, охватывающее, главным образом, самые верхние литосферные оболочки планеты, и обеспечивающее их водой, углеродом и кислородом.
- Исключительно важная роль в данном явлении принадлежит живым организмам, которые, принимая активное участие в круговороте воды, диоксида углерода и кислорода, подстраивают геохимический круговорот углерода биосферы и кислорода атмосферы к скорости круговорота вод подземной гидросферы, определяемой активностью тектоносферы.
- Геохимическая система нашей планеты в настоящее время пребывает в устойчивом динамическом равновесии, характеризующимся скоростью (константой) геохимического круговорота $C = 2.7 \cdot 10^{17}$ г/год. Данное равновесие обеспечивается, в основном, за счет изменения соотношения биогенного и карбонатного углерода, которые выводятся системой из подвижного в малоподвижное состояние и наоборот.
- Величина C зависит от количества участвующего в круговороте подвижного углерода, которое определяется, с одной стороны, массой выпадающих на Землю галактических комет, а с другой – геологическими условиями накопления и вывода подвижного углерода из круговорота.

В геологической истории Земли величина C скачкообразно менялась. Ее последнее изменение, по-видимому, произошло в юре, что, вероятно, было вызвано очень сильным галактическим воздействием в триасе.

Другие важные результаты главы сводятся к следующему:

- Установлено, что биосферный цикл круговорота углерода не ограничивается циркуляцией подвижного углерода лишь над поверхностью планеты, а охватывает всю биосферу целиком, включая ее подземную часть.
- Решены проблемы баланса при круговороте углерода. Учтены перенос углерода в форме углекислоты под земную поверхность метеогенными водами, а также последующее его восстановление в земной коре до УВ в реакциях поликонденсационного синтеза.
- Предложена кометная гипотеза происхождения гидросферы. Специфика эволюции гидросферы объяснена циклическими бомбардировками Земли галактическими кометами. Если в архее кометная вода в основном связывалась породами в процессах гидратации, а в протерозое многократно переходила из наземной в подземную гидросферу и наоборот, то в фанерозое шло накопление вод в Мировом океане и увеличение его глубины.
- Разработана биосферная концепция нефтегазообразования, решившая проблему происхождения нефти и газа. Доказано, что нефть и газ – это неуничтожимые полезные ископаемые планеты. Они непрерывно генерируются в недрах при региональном круговороте углерода, восстанавливаясь в процессе разработки месторождений за характерное время биосферного цикла, составляющего на континентах ~40 лет.
- Получен вывод, что при рачительной добыче и потреблении нефти и газа их истощение, как в ближайшем, так и в более отдаленном будущем нашей планете не грозит. При бережном недропользовании, когда темп извлечения УВ из залежей не превышает скорости их регенерации, существуют предпосылки для эксплуатации месторождений нефти и газа как возобновляемых источников углеводородного сырья.
- Предложена новая гипотеза происхождения аквамариновых газогидратов. Их образование на шельфе и континентальном склоне объяснено современным сносом углерода подземными водами с континентов в Мировой океан.

IV. ОБНОВЛЕНИЕ НАУЧНОГО ЗНАНИЯ

В предыдущих главах изложены основные положения новой галактоцентрической парадигмы. Она позволила предложить согласованные решения ряда ключевых естественнонаучных проблем. Прежде всего, из геологической и астрономической области знаний.

Все решавшиеся нами проблемы относятся к так называемым «нормальным» или «зрелым», по терминологии Т. Куна (Kuhn, 1970), наукам. Каждая из них в своей области опирается на определенную устоявшуюся систему представлений – парадигму, которая признана мировым научным сообществом (см. § 9.8.1).

Поэтому области приложения галактоцентрической парадигмы ограничивались рамками общепринятого «нормального» научного знания.

В данном разделе обосновывается применимость галактоцентрической парадигмы и в тех областях знания, которые сегодня находятся за пределами нормальной науки. Это такие направления, которые не разработали устоявшейся парадигмы, либо их парадигма противоречит парадигмам других признанных научным сообществом наук. Следуя Т. Куну, подобные знания следует отнести к категории «анормальных».

Таких направлений научной мысли сегодня в естествознании достаточно много. Они все громче заявляют о своем существовании, и уже поставили перед научным сообществом ряд проблем. Причем проблем столь крупных, что игнорировать их далее невозможно. Поскольку они способны изменить весь облик современного научного здания.

Галактоцентрическая парадигма открывает возможность перевести некоторые из этих проблем в сферу зрелого научного знания. Что делает их доступными анализу и решению средствами нормальной науки. Далее обсуждаются три проблемы, возникшие в областях знания, которые по всем признакам относятся к категории аномальных наук.

Первая проблема касается источника знания древних народов Земли об окружающем нас космическом мире, которое согласуется с современными научными представлениями. А в некоторых отношениях их даже опережает.

Вторая проблема связана с перспективами введения в науку основного источника опережающего «надчеловеческого» знания и опоры на него.

И третья проблема – это преодоление сложившейся в науках о космосе ситуации, которую иначе как кризисной не назовешь. Суть кризиса состоит в том, что после многотысячелетнего развития астрономии в одном из ее «молодых» ответвлений – космологии неожиданно обнаружилось, что природа более 95% вещества Вселенной оказывается неизвестной.

В связи с проблемами космологии необходимо дать два разъяснения.

Во-первых, наличие проблем – это совершенно нормальное для естественных наук явление, свидетельствующее о достаточно высокой степени их зрелости. И, во-вторых, в своем развитии все нормальные науки проходят несколько эволюционных стадий зрелости. Следуя методологии Т. Куна, таких стадий или уровней развития наук может быть выделено три.

На первой стадии научное сообщество не сомневается, что способно устранить все трудности в рамках существующей парадигмы. На второй стадии оно убеждается, что, несмотря на все усилия, проблема не поддается решению, и тогда проблема оставляется в наследство будущим исследователям. И, наконец, на третьей стадии ученые перестают верить в возможность решения проблемы на основе имеющейся парадигмы.

Последний случай, согласно Т. Куну, отвечает кризису данной области знания. Этот кризис разрешается в результате научной революции, приводящей к возникновению новой парадигмы. Или, другими словами, появлению новой науки. Преодоление кризисов этим способом является главным путем развития естествознания вообще. В период научных революций происходят значительные изменения в критериях, определяющих правильность, как выбора проблем, так и предлагаемых решений.

Галактоцентрическая парадигма тому наглядный пример. Ибо заставляет пересмотреть основания практически всех, связанных с космосом естественных наук. Не только тех, которые, встретив проблемные вопросы, оставили их решение до «лучших времен». Но и наук, где ученые продолжают надеяться решить все вопросы на основе существующих представлений.

Примерами первых являются науки, занимавшиеся проблемой галактического года (§ 8.1), образованием комет Солнечной системы (глава 4), происхождением фосфатов и солей (§ 8.4) и некоторые другие. А примерами вторых могут служить отдельные крупные вопросы астрономии и астрофизики (главы 1–3), а также космогония Солнечной системы (глава 6).

Особый интерес представляют науки, находящиеся в фазе научной революции и уже имеющие претендента на новую парадигму. Их яркий пример – биосферная концепция нефтегазообразования (§ 9.8), представляющая собой по существу новую науку, рассматривающую формирование промышленных скоплений нефти и газа как современное биосферное явление.

Астрономические науки и, в частности, радиоастрономия и космология являются другим нашим примером коренной ломки сложившихся представлений. На этот раз в сфере знаний о космосе.

ГЛАВА 10

ИСТОКИ ЭЗОТЕРИЧЕСКОГО ЗНАНИЯ ДОГОНОВ

Как неслыханно красиво мыслить о кооперации с дальними мирами. Эта кооперация, начатая сознательно, вовлечет в орбиту сношения новые миры, и этот небесный кооператив будет бесконечно расширять свои возможности.

Агни Йога

Известно, что в человеческой культуре издревле существовали две системы знаний: эзотерическое, еще не проявленное, и знание экзотерическое – проявленное, научное (Гинделис, 1993). В отличие от эзотерического знания, мало меняющегося на протяжении длительных отрезков времени, научное знание очень подвижно. В процессе практической деятельности людей оно, неуклонно развиваясь и совершенствуясь, постепенно срастается с эзотерическим, включая его элементы в свою парадигму. В результате данного процесса эзотерическое знание, ранее относившееся к области религии и веры, со временем усваивается человечеством в качестве знания научного.

Сегодня не принято удивляться почти современным взглядам античных учёных по вопросам, очень далёким от практики людей того времени: идее панспермии Анаксагора (500–428 до н.э.), множественности населенных миров Демокрита (460–370 до н.э.), атомистическому учению Платона (427–347 до н.э.), гелиоцентрическому строению Солнечной системы Аристарха Самосского (310–250 до н.э.), представлениям о сферичности Земли, разделявшихся в древности многими, начиная с Фалеса Милетского (624–547 до н.э.) и Пифагора (580–500 до н.э.). А также ряду других нетривиальных идей, к научному обоснованию которых человечество подошло всего лишь два – три столетия назад (Климишин, 1987; Еремеева, Цицин, 1989).

Источник этого знания – большая загадка и крайне важная проблема. Такое знание, несомненно, носящее эзотерический характер, никак не могло быть получено античными философами в ходе их повседневной практики.

Приведем другой пример древних знаний. В литературных источниках древности, а также в мифах и легендах ряда народов Мира говорится об одном удивительном периоде, когда на небе не было Луны. Об этом, например, писали, ссылаясь на недошедшие до нас тексты и рукописи, живший в III веке до нашей эры Аполлоний Родосский, главный хранитель великой Александрийской библиотеки, а еще раньше греческий философ и математик Анаксагор. В некоторых преданиях отсутствие Луны связывается с великим потопом. На эту связь, в частности, обращается внимание в хрониках майя. Жители древней Аркадии, находившейся на полуострове Пелопонес,

и бушмены Южной Африки утверждают, что Луна появилась лишь после потопа. Позднее эллины, как повествует Платон, так и называли аркадийцев – «долунными» (Горбовский, 1971; Мифы, 1998).

В существовании в прошлом потоков и других стихийных бедствий сомневаться не приходится. Иное дело отсутствие на небе Луны. Как относиться к подобным свидетельствам древнейших книг и преданий? Что это: искаженные тысячелетиями отголоски каких-то реально происходивших событий или суеверный страх древних народов перед богами и непонятными и грозными явлениями природы?

И, наконец, третий наш пример. Последние 50 лет научный мир потрясен удивительной осведомленностью древнего африканского народа догонов о строении звездной системы Сириуса, а также об устройстве нашей Галактики и Вселенной. Эту астрономическую информацию в 1946 году жрецы догонов сообщили экспедиции французских этнографов, возглавлявшейся М. Гриолем. В соответствии с классическими канонами эзотерического знания, жрецы догонов эти сведения в течение многих тысяч лет передавали из поколения в поколение, тщательно скрывая от непосвященных.

На основе галактоцентрической парадигмы нами протестированы переданные М. Гриолем астрономические сведения (Баренбаум, 2005, 2006б). При этом подтвердилась справедливость наблюдательной части информации догонов, которая ранее считалась совершенно неправдоподобной.

Тестирование сняло все сомнения относительно реальности имевшего место на памяти человечества экстраординарного события, связанного с «исчезновением» Луны. А также указало источник поразительных высказываний античных философов на физические темы.

Проведенный анализ подтверждает, что в основе эзотерических представлений народов древнего мира лежит частично утерянное и мифологизированное научное знание космического происхождения.

10.1. Догоны и причины интереса к ним

Догоны – небольшая африканская народность, состоящая из четырех племен: Ару, Дион, Оно и Домно общей численностью ~300 тыс. человек, ныне компактно проживающих на плато Бандиагара в отдаленных районах Республики Мали. Около тысячи лет назад, когда в Африку пришел ислам, догоны, не желая принимать новую веру, переселились сюда из района верховьев Нигера самого центра древней империи Мандинго (Москвин, 1977).

Широкую известность и пристальное внимание к себе научной общественности догоны привлекли благодаря исследованиям французского этнографа М. Гриоля (1900–1956), более тридцати лет изучавшего быт и традиции этого древнего народа. В 1946 году в знак признательности и дружбы М. Гриоль и участница его многих экспедиций Ж. Дитерлен были посвяще-

ны старейшинами племен Ару и Дион в «Светлое слово» – самую сокровенную тайну догонов, касающуюся их представлений о мире.

Эти сведения М. Гриоль и Ж. Дитерлен излагают в статье «Суданская система Сириуса» (Griaule, Dieterlen, 1950). А через 15 лет, уже после кончины Гриоля, выходит первая часть их книги «Бледный лис» (Griaule, Dieterlen, 1965), где они, по возможности без искажений, воспроизводят переданную догонами информацию.

Эти публикации привлекают внимание Э. Гирье, который после встречи с Дитерлен выпускает книгу «Эссе на тему догонской космогонии: ковчег Номмо» (Guetgier, 1975). В своей книге он с современных позиций комментирует космогонические взгляды догонов и указывает на то, что в отдельных важных положениях они совпадают с существующими сегодня в науке представлениями. А годом позже выходит книга американского востоковеда Р. Темпл «Тайна Сириуса» (Temple, 1976), где ученый обращает внимание на связь мировоззрения догонов с древней культурной традицией, общей для народов Средиземноморья IV–III тысячелетий до н.э. И приходит к выводу, что свои знания догоны, возможно, заимствовали у египтян. Не так давно эта книга с некоторыми добавлениями Р. Темпла вышла на русском языке в переводе В. Рубцова (Темпл, 2005).

С середины 1980-х годов тема догонов разрабатывается разными специалистами (McCrea, 1973; Москвин, 1977; Рубцов, Морозов, 1978; Рубцов, Урсул, 1987; Ровинский, 1991; Скрэнтон, 2009; и др.), вызывая большой интерес научной общественности.

Тому есть несколько причин. Первая, хотя и не главная, состоит в том, что догоны это очень древний народ, культура которого в силу особенностей его исторического развития и труднодоступности района проживания практически не испытала на себе более поздних влияний, связанных с проникновением в Африку ислама и последующей ее колонизации французами. Догоны, по-видимому, всегда жили замкнутой группой и потому смогли сохранить в неизменности свои знания, обряды и обычаи (Temple, 1976).

Вторая причина – у догонов нет письменности, и все свои мифы и предания они из поколения в поколение передают через специально посвященных в эти тайны жрецов. Жрецы заучивают их наизусть и свято охраняют от непосвященных. При заучивании не допускается не только замена и изменение слов, но даже их перестановка в предложении. Поскольку, по мнению догонов, это меняет священный смысл фразы (Москвин, 1977).

И, наконец, третье, самое главное. Жрецы догонов чрезвычайно осведомлены о современной научной картине мира, т.е. владеют знаниями, которые никак нельзя было ожидать от этого первобытного народа. Несмотря на всю архаичность верований и культовых обрядов догонов, в терминологии «Светлого слова» есть, например такие понятия как кванты и гены (Ровинский, 1991). К которым наука подошла лишь в прошлом столетии.

Совершенно удивительны астрономические знания догонов. Они, например, знают, что Земля – сферическое тело, вращающееся вокруг собственной оси, Солнечная система состоит из ряда планет, вращающихся вокруг Солнца, что Луна – спутник Земли, у Юпитера есть четыре спутника, а у планеты Сатурн окружающее ее кольцо (рис. 96).

Важно отметить, что в изображенной догонами проекции Юпитер и Сатурн никогда с Земли не наблюдаются.

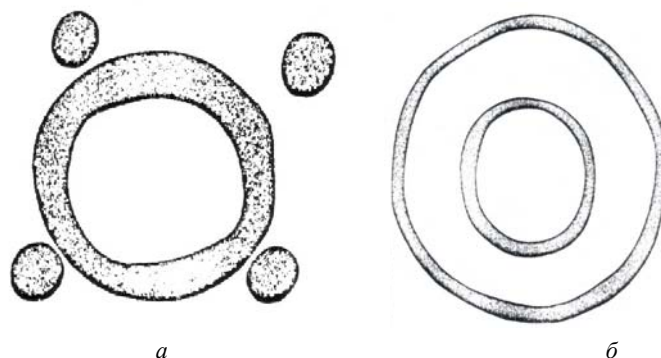


Рис. 96. Юпитер (а) и Сатурн (б) в изображении догонов

Имеют догоны представление о бесконечности Вселенной, об устройстве Галактики, характере ее вращения и пространственном положении оси. Однако наиболее поразительна информированность догонов о Сириусе, самой яркой звезде ночного неба из созвездия Большого Пса (α СМа).

Чтобы убедиться, насколько необычны сведения догонов о Сириусе, познакомимся с тем, что сегодня известно астрономам об этой системе.

10.2. Что известно о Сириусе науке

Согласно современным астрономическим данным, Сириус это одна из наиболее близких к нам кратных систем звезд. Его расстояние от Солнца, измеренное методом параллаксов, составляет 2.66 пк (8.7 световых лет). Система Сириуса довольно быстро перемещается. Это движение заметил и измерил еще в 1712 году Э. Галлей (1656–1742). Сравнив положение Сириуса с его координатами в каталоге Гиппарха, Галлей нашел, что за 1850 лет, истекших с момента составления данного каталога, эклиптическая долгота Сириуса изменилась на $45'$ дуги (Куликовский, 1985). Это дает для скорости перемещения Сириуса в картинной плоскости величину его собственного движения $\mu = 1.46''$ угловых секунд в год.

Сегодня достоверно установлено, что система Сириуса состоит, как минимум, из двух звезд. Сириус А весьма молодая звезда спектрального класса АI, возраст которой меньше 10 млн. лет. Ее абсолютная звездная ве-

личина составляет -1.46^m , т.е. истинная яркость Сириуса А в 22.2 раза превышает солнечную. Масса Сириуса А равна 2.31 масс Солнца, а радиус больше, чем у Солнца, в 1.7 раза. Звезда Сириус В – так называемый белый карлик. Его светимость в 10 тысяч раз ниже, чем у звезды А. Масса Сириуса В составляет $0.98 M_{\odot}$, а его радиус порядка диаметра Земли, что приводит к средней плотности вещества этого компаньона $\sim 225 \text{ кг/см}^3$.

Сириус В находится на расстоянии 18.5 астрономических единиц от Сириуса А и движется вокруг него по орбите с эксцентриситетом 0.58 и периодом 49.9 лет. Вследствие малого расстояния между звездами, компаньон В вызывает в движении звезды А сильные периодические возмущения. Благодаря этой особенности Сириус В сначала был теоретически предсказан в 1834 году И. Бесселем (1784–1846) и уже затем в 1862 году непосредственно обнаружен А.Г. Кларком (1804–1887). О том, что Сириус В является белым карликом, стало известно в 1915 году, когда В. Адамс (1876–1956) измерил температуру этой звезды и нашел, что она в 1.5 раза выше солнечной.

В литературе не раз поднимался вопрос и о том, что в системе Сириуса на рубеже новой эры произошел мощный взрыв, сопровождавшийся покраснением Сириуса А. Обсуждались разные механизмы покраснения (See, 1926; Мартынов, 1976; D'Antona, Mazzitelli, 1978). Вопрос этот окончательно не решен. Наиболее правдоподобной представляется версия взрыва Сириуса В как одной из разновидностей новых звезд (Рубцов, Урсул, 1987).

Очень важен вопрос о направлении движения системы Сириуса относительно Солнца. Первые определения лучевой скорости Сириуса А в 1868 году выполнил В. Хеггинс (1824–1910). По его измерениям система Сириуса удаляется от Солнца со скоростью $+34 \text{ км/с}$. Однако позднее этот вывод был пересмотрен (Паренаго, 1954), и теперь считается, что Сириус приближается к нам со скоростью -8 км/с (Куликовский, 1985).

Некоторые астрономы полагают, что в систему Сириуса входит еще третья звезда. Р. Темпл (Temple, 1976) указывает, что ее наблюдали в 1920 году. Позднее, в 1926, 1928 и 1929 годах эта звезда была замечена несколькими астрономами. В конце 1960-х годов в течение 7 лет специально изучал систему Сириуса И. Линденblad (Lindenblad, 1973), но так и не обнаружил третьей звезды. Вместе с тем ряд астрономов полагает (Donnison, Williams, 1978; Walbaum, Duvent, 1983), что Сириус С существует, о чем свидетельствуют некоторые особенности движения системы двух первых звезд. Но эти особенности могли иметь и иное объяснение (Aitken, 1964).

К настоящему времени вопрос о Сириусе С, по-видимому, окончательно решен французскими астрономами Д. Бене и Ж. Дюван (Benest, Duvent, 1995). Проведя тщательный анализ малых отклонений в движении звезды А, они пришли к выводу о наличии в этой системе третьего компаньона. По их данным он чрезвычайно слаб, имеет массу порядка двадцатой доли массы Солнца и обращается вокруг Сириуса А с периодом 6 лет.

10.3. Сведения догонов о Сириусе

В отличие от современных астрономов, догоны нисколько не сомневаются, что система Сириуса состоит из трех звезд. Они утверждают, что наряду с наблюдаемой звездой А в систему также входят еще две визуально ненаблюдаемые звезды – звезда В и звезда С, а также планета, которая вращается вокруг Сириуса С. Период вращения компаньона В около звезды А составляет 50 лет, что практически совпадает со значением этого периода установленным в астрономии.

Согласно догонам, Сириус В движется вокруг звезды А таким образом, что та всегда расположена в одном из фокусов его орбиты. Они говорят, что Сириус В «поддерживает» движение всех звезд, заставляя их сохранять свои траектории. Наиболее сильное влияние, по мнению догонов, Сириус В оказывает на звезду А, которая «является единственной звездой, не следующей по правильной кривой, и которую он отделяет от других звезд, окружая собственной траекторией» (Рубцов, Урсул, 1987).

Догоны почитают Сириус В как «самую важную звезду». Они утверждают, что это звезда необычная: «она самая маленькая и самая тяжелая из всех звезд. Состоит из металла сагала, более блестящего, чем железо, и такого тяжелого, что все люди, вместе взятые, не смогли бы поднять ее маленького кусочка». Звезда В медленно вращается вокруг собственной оси с периодом в 1 год. Следует заметить, что вращение с такой угловой скоростью белых карликов теоретически допускается (Temple, 1976). Однако, для Сириуса В оно совершенно недоступно обнаружению с Земли средствами современной астрономии.

Жрецам догонов также известно, что Сириус В время от времени взрывается, представляя большую опасность для людей. Они утверждают, что их предки были свидетелями одной такой вспышки, и дают весьма детальное описание поведения при этом блеска звезд А и В.

Что касается третьей звезды – Сириуса С, о существовании которой астрономы вели споры, то, согласно догонам, «она в несколько раз больше Сириуса В, в 4 раза легче его и вращается вокруг Сириуса А с тем же периодом, что Сириус В, но по более вытянутой орбите». Причем эта орбита лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости движения звезд А и В.

О том, что вокруг Сириуса С вращается планета, современные астрономы вообще ничего сказать не могут (Бронштэн, 1996). Однако на то, что планета, подобная Земле, в системе Сириуса все же есть, указывает в одном из писем Махатма Кут Хуми (Письма Махатм, 1993). Для этой планеты догоны приводят значение орбитального периода в 30 лет.

Не оставляют догоны без внимания и вопрос о положении Сириуса в Галактике. По представлениям догонов, он вместе с созвездием Ориона, звездами Малого Пса – Альфа (Процион) и Гамма, Альфа Большого Пса

(Сириус), а также рассеянным звёздным скоплением Плеяд и рядом других известных звёзд, входит во «внутреннюю» систему звёзд Галактики, которые «участвуют в жизни и развитии людей».

10.4. Откуда у догонов такие знания?

У всех, кто занимается проблемой догонов, неизбежно возникает один и тот же вопрос: откуда у их жрецов столь поразительные сведения о Сириусе, которые в ряде случаев совпадают, а в некоторых, по-видимому, даже опережают уровень современного знания?

Разные авторы решают его по-разному. По одной версии (Temple, 1976; Москвин, 1977) догоны могли заимствовать знания о Сириусе у древних египтян. Согласно другому мнению (Roxburg, Williams, 1975), эту информацию догонам мог передать заезжий миссионер.

Имеется и третья точка зрения – это утверждение самих догонов. Объясняя причины своей осведомленности о звездной системе Сириуса, жрецы догонов ни больше, ни меньше заявляют, что планета Сириуса С заселена людьми. При этом некогда в прошлом, когда Сириус находился в непосредственной близости от Солнца, с этой планеты на Землю была направлена экспедиция. Она была вынужденной: жители планеты, зная, что на Сириусе В в скором времени должен произойти взрыв и беспокоясь за судьбу своей цивилизации, направили к нам космический корабль с тем, чтобы его обитатели могли пережить на Земле грядущую катастрофу.

Спустя год после высадки экспедиции на Землю, как сообщают догоны, звезда В действительно резко вспыхнула, сильно увеличив свои размеры и блеск. В дальнейшем этот блеск приобрел мерцающий характер, а потом начал медленно ослабевать.

Что касается пришельцев, то пробыв на Земле несколько десятков лет и убедившись, что жизни на их планете ничего не угрожает, они покинули Землю и вернулись домой. А догоны в течение ещё 240 лет после взрыва наблюдали Сириус В, пока тот совсем не скрылся из виду.

В посещении Земли представителями другой планеты догоны не видят ничего сверхъестественного. По их мнению, вся Вселенная заполнена бесконечным множеством миров, которые заселены разумными существами. «На других землях есть рогатые, хвостатые, крылатые и ползающие люди» – утверждают они. Они также полагают, что экспедиция прибыла из «той части космоса, где рождена жизнь, которая теперь должна была быть передана Земле» (Рубцов, Морозов, 1978б; Рубцов, Урсул, 1987).

Такова вкратце фабула «Светлого слова», если отвлечься от многих его деталей палеоконтактного характера, обсуждаемых Э. Гирье (Guerrier, 1975), и космогонических воззрений догонов, представляющих самостоятельный интерес (Ровинский, 1991). Но не относящихся напрямую к обсуждаемому нами вопросу.

Заметим, что по своему содержанию этим мифам отвечают представления близких соседей догонов – племен бамбара, моси и более далеких африканских народов: йоруби (Нигерия), фон (Догомея), бавенда (Зимбабве) и др. (Москвин, 1977). А отдельные эпизоды описываемой догонами космической эпопеи явно перекликаются с известными библейскими сюжетами (Temple, 1976; Рубцов, Урсул, 1987).

10.5. Новый подход к проблеме

В мифах и легендах о посещении Земли пришельцами из других миров недостатка нет (Горбовский, 1971; Мифы, 1998). Идея общения разных космических цивилизаций была высказана К.Э. Циолковским (1930) более 70 лет назад. В 60-ые годы XX века она оформилась в палеовизитную гипотезу (Агрест, 1961), быстро получив развитие и широкую огласку.

Однако подавляющее большинство аргументов и фактов, ранее привлекавшихся для обоснования идеи посещения в прошлом Земли инопланетянами, носили умозрительный и даже спекулятивный характер, что выводило данную гипотезу за пределы науки (Рубцов, Урсул, 1987).

Тем не менее, многие серьезные исследователи не видели приемлемого объяснения поразительным знаниям догонов о Сириусе без привлечения гипотезы палеовизита (Guettier, 1975; Temple, 1976; Рубцов, Урсул, 1987). И это несмотря на то, что упорные поиски астрономов третьей звезды в системе Сириуса долгое время не давали убедительного и однозначного результата, что повысило бы доверие к информации догонов.

Будем надеяться, что такое подтверждение, как нами отмечалось, сравнительно недавно получено французскими астрономами. Мы же хотим обратить внимание на возможность повысить доверие к сведениям догонов иным, на наш взгляд, не менее убедительным способом.

В связи с этим главный для нас интерес представляет та часть информации «Светлого слова», которая непосредственно может быть подвергнута проверке не только астрономией, но и другими средствами современной науки. Среди них и утверждение догонов о близком пролете около Солнца системы звезд Сириуса и взрыве, входящего в эту систему белого карлика.

Действительно, ряд источников глубокой древности дает недвусмысленные основания полагать, что пролет около Земли какой-то яркой звезды на памяти людей мог произойти. Мы имеем в виду запись шумеров, отмеченная Ю.П. Псковским (1985), о былом присутствии на небе «двух солнц» – факт, подтверждаемый Платоном. Или даже «трех солнц», о чем говорится в легендах нижеамурских народов (Штернберг, 1933). Сюда нужно отнести упоминавшуюся нами ранее информацию древних книг о существовании на Земле периода «отсутствия» Луны (Горбовский, 1971). Что также могло быть вызвано пролетом около Солнечной системы яркой звезды.

До создания галактоцентрической парадигмы относиться серьезно к словам догонов и утверждать с определенностью, что пролет такой звезды в прошлом состоялся и что этой звездой был именно Сириус, а не комета или вспышка близкой сверхновой – о чем свидетельствуют шумеры (Виттенбург, 1998) – не было решительно никаких оснований. Тем более что по существующим представлениям Сириус приближается к Солнцу, а не удаляется от него, как утверждают догоны. Новая парадигма позволила взглянуть на информацию догонов совершенно другими глазами (Баренбаум, 2002).

В результате открытия струйных потоков выяснилось, что галактический рукав Ориона–Лебеда, на внутренний край которого проецируется в настоящее время Солнце (см. рис. 7), представляет собой фронт распространения одного из двух струйных потоков Галактики (см. рис. 16). В отличие от ветвей Персея и Киля–Стрельца, равномерно и целостно вращающихся вокруг галактического центра, звезды струйного потока Ориона–Лебеда, к которым относится система Сириуса, движутся радиально из центра к периферии Галактики со скоростью 300 км/с. (глава 2).

Солнце обращается вокруг центра Галактики по самостоятельной эллиптической орбите, причем недавно пересекло данный струйный поток. Специальный анализ показывает (§ 2.4), что система звезд Сириуса ранее, действительно, пролетела в непосредственной близости от Солнца. При этом проекция Солнца на внутренний край ветви Ориона–Лебеда означает, что основная масса звезд этого потока, а в их числе и Сириус, уже переместились за солнечную орбиту.

В связи с этим нашим выводом представляет большой интерес познаться с устройством нашей Галактики, согласно воззрениям догонов.

10.6. Строение Галактики в представлении догонов

Поразительно, но факт – догоны не только знают о системе звезд Сириуса, но и хорошо разбираются в спиральном строении нашей Галактики. Они утверждают, что наш звездный мир, т.е. Галактика, обладает спиральной структурой и наблюдается на небе в виде Млечного пути.

Данная картина мира по представлениям догонов приведена на рис. 97.

Не требуется большого воображения, чтобы признать, что этот рисунок, хотя и в сильно стилизованном виде, передает основные черты Галактики: ее четыре спиральных рукава и два струйных потока, занимающих между рукавами промежуточное положение (см. рис. 16).

В одном из галактических рукавов – лепестков имеется важная деталь. Не исключено, что эта деталь отражает место образования Сириуса. Судя по расположению на рисунке, эта ветвь может быть отождествлена с рукавом Киля–Стрельца, где, возможно, и возникла звездная система Сириуса.

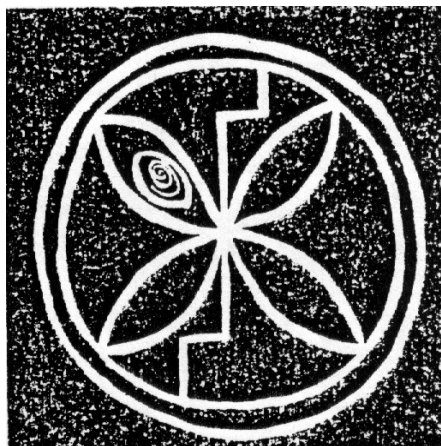


Рис. 97. Бог Амма, вращающий пространство

Поясняя свои представления об устройстве мира, догоны утверждают, что «вся Вселенная заполнена спиральными звездными мирами, подобными нашему, в котором находится Солнце». «Наш спиральный мир можно наблюдать на небе в виде Млечного пути». Причем «большинство видимых на небе его звезд представляют «внешнюю» систему светил, влияние которых на земную жизнь невелико».

Однако наряду с ней существует также «внутренняя» система звезд, непосредственно участвующая в жизни и развитии людей. В эту систему входят созвездия Ориона, Сириус, гамма Малого Пса, Процион, Плеяды и ряд других звезд. По мнению догонов, совокупность этих звезд образует «опору основы мира», главную роль в которой играет Сириус. При этом Солнце не входит во «внутреннюю систему», а принадлежит системе звезд Млечного пути (Рубцов, Урсул, 1987).

Тем самым, выражаясь более понятно, догоны относят Солнце к звездам логарифмической системы спиральности, а Сириус и другие указанные ими звезды причисляют к струйному потоку Ориона–Лебедя (см. главу 2).

Ниже приводим результаты ряда тестов, призванных проверить астрономические сведения «Светлого слова», переданные догонами М. Гриолю.

Забегая вперед, скажем, что догоны не так уж далеки от истины, относя Сириус к звёздам струйного потока. При этом результаты тестирования позволяют не только подтвердить факт близкого к Солнцу пролета Сириуса, но и приподнимают завесу недоверия к другим историко-астрономическим событиям того времени. Которые до разработки галактоцентрической парадигмы казались мифическими и маловероятными.

10.7. Тестирование информации догонов

Кинематически неоднородное движение звезд Галактики. Как было показано ранее (главы 1 и 2), рукав Ориона–Лебеда, на внутренний край которого проецируется в настоящее время Солнце (см. рис. 6), не относится к логарифмической системе ветвей Галактики. А представляет собой фронт распространения одного из двух галактических струйных потоков. В отличие от звезд рукавов Персея и Киля–Стрельца, равномерно вращающихся вокруг центра Галактики с угловой скоростью $2.8 \cdot 10^{-8}$ рад/год, звезды струйного потока Ориона–Лебеда движутся радиально из центра к периферии Галактики с постоянной скоростью 300 км/с.

Впервые указанная неоднородность движения близких к Солнцу звезд была замечена Я. Каптейном, что привело его к выводу о существовании в Галактике двух скрещивающихся взаимопроникающих потоков звезд. Каптейн определил направления преимущественного движения обоих звездных потоков относительно движения Солнца и установил координаты точек их пересечения с небесной сферой, которые он назвал вертексами (глава 2).

Солнце не принадлежит ни струйным потокам, ни спиральным рукавам Галактики. А независимо вращается вокруг ее центра в галактической плоскости по медленно эволюционирующей эллиптической орбите, пересекая время от времени те и другие. Согласно нашей модели, в настоящее время орбитальная скорость Солнца составляет 253.5 км/с, а ее направление относительно векторов движения звезд в ветви Ориона–Лебеда (вертекс I) и в рукавах Персея и Киля–Стрельца (вертекс II) хорошо согласуется с наблюдениями (см. табл. 4). Скорость Солнца относительно звезд струйного потока Ориона–Лебеда, с учетом возможных отклонений их движения от галактической плоскости, заключена в пределах $435.3 \text{ км/с} \leq V \leq 457.3 \text{ км/с}$.

В этой связи необходимо подчеркнуть, что в массовом количестве столь высокие скорости движения звезд относительно Солнца до 1993 года оставались неизвестными. Из сотен тысяч звезд Галактики, включенных в астрономические каталоги, были обнаружены только 2 звезды, чьи скорости по отношению к Солнцу превышали 400 км/с (Куликовский, 1985).

Характерные для объектов струйных потоков лучевые скорости были установлены у звезд совершенно случайно в результате изучения собственного движения в Галактике молодых радиопульсаров (Harrison, Lyne, 1993). Их обнаружили благодаря тому, что традиционный метод измерения лучевых скоростей звезд по доплеровским смещениям спектральных линий для пульсаров оказался неприемлем. И исследователи были вынуждены использовать способ, основанный на измерении величины меры эмиссии. Измерения новым способом показали, что скорости почти всех радиопульсаров относительно Солнца составляют 450 ± 90 км/с (Lyne, Lorimer, 1994). Это явилось для авторов этой работы полнейшей неожиданностью и загадкой.

В полученном А. Лином и Д. Лоримером результате, на наш взгляд, ничего удивительного нет. Он может быть объяснен двумя обстоятельствами. Во-первых, в исследованную этими авторами выборку пульсаров в основном попали объекты струйного потока Ориона–Лебеда. Во-вторых, интерпретация доплеровских сдвигов линий в спектрах обычных молодых звезд не вполне корректна. Большинству молодых звезд, наряду с их собственным эмиссионным излучением, нередко приписывается также излучение окружающего эти звезды межзвездного газа (Баренбаум, 2002).

Известно (Соболев, 1975; Физика космоса, 1986), что свечение межзвездного газа легко возбуждается ультрафиолетовым излучением молодых звезд, которое у последних очень интенсивно. Однако сам газ, сквозь который движутся звезды, как было показано в главе 1, подчиняется в Галактике иным кинематическим закономерностям, чем у объектов струйных потоков. Неучет данного обстоятельства, как мы полагаем, и приводит к большим ошибкам в определении скоростей и направлений движения близких звезд.

Последняя ошибка столь серьезна, что в начале прошлого века она не позволила признать правоту Я. Каптейна и Дж. Джинса, а сегодня сильно искажает реальную картину движения Сириуса и других молодых звезд в Галактике. Оставляя астрономов в неверии относительно существования струйного истечения (Расторгуев, 1997).

Абстрагируясь от этих досадных недоразумений, можно констатировать, что представления догонов о наличии в Галактике двух кинематически разных систем звезд и принадлежности Солнца к звездам логарифмической спиральной системы хорошо подтверждаются нашей моделью.

Посмотрим теперь, так ли уж далеки догоны от истины, причисляя систему Сириуса к объектам струйного потока Ориона–Лебеда.

Вероятность пролета Сириуса около Солнца. Допустим, что жрецы догонов правы, и, что Сириус действительно входит в состав звезд струйного потока Ориона–Лебеда. Тогда, учитывая современное положение Солнца относительно звезд этого потока, следует допустить, что некогда в прошлом система звезд Сириуса вполне могла пересечь солнечную орбиту. При этом если Сириус на самом деле пролетел на малом удалении от Солнца, его современные галактические координаты должны быть близкими к положению на небесной сфере I вертекса Я. Каптейна (см. табл. 4).

Сопоставив современные координаты Сириуса по справочным данным: $l = 223.4^\circ$ и $b = -9.2^\circ$ с положением I вертекса Каптейна по нашим расчетам: $l = 212.9^\circ$ и $b = -15.8^\circ$ и измерениями самого Каптейна: $l = 215^\circ$ и $b = -20^\circ$, находим их весьма близкими. Даже без поправок, учитывающих прецессию земной оси, координаты этих трех точек на небесной сфере попадают в достаточно малый круг ошибок со сферическим углом при вершине $\theta = 7.5^\circ$.

Исходя из величины этого угла, вычислим вероятность того, что Сириус неслучайно имеет его наблюдаемые галактические координаты. Эта вероятность определяется величиной $w = 1 - 1/4 \cdot \sin^2 \theta \approx 0.9857$.

Следовательно, с вероятностью, очень мало отличающейся от единицы, Сириус наблюдается именно там, где и должен находиться в том случае, если ранее он пролетел на близком расстоянии от Солнца.

Время пролета Сириуса около Солнца. Принимая во внимание, что современное удаление звезд Сириуса от Солнца равно $R = 2.66$ пк, и, полагая, что скорость движения Сириуса относительно Солнца, как объекта струйного потока, заключена в интервале $435.3 \text{ км/с} \leq V \leq 457.3 \text{ км/с}$, находим, что сближение Сириуса с Солнцем могло произойти

$$t = \frac{R}{V} = 5900 \pm 100 \text{ лет назад.} \quad (10.1)$$

Полученная оценка времени пролета Сириуса хорошо согласуется с возрастом клинописных табличек древних шумеров с записью о некой близкой к Солнцу вспышке яркой звезды – «празднике света», имевшем место примерно 6000 лет тому назад и отпразднованном шумерами строительством больших пирамид (Виттенбург, 1998).

Этот период также примечателен тем, что соответствует времени появления письменности и возникновению в Египте Древнего царства (начало IV тысячелетия до н. э.), а в Междуречье – отвечает периоду расцвета Шумерского государства (Емельянов, 2001; Темпл, 2005).

Частота взрывов Сириуса В. Согласно догонам, эта звезда взрывается, представляя серьезную опасность для людей. Именно с ее взрывом 6000 лет назад и могла быть связана высадка пришельцев на Землю.

Идея опасности, исходящей от Сириуса, находит отражение не только в верованиях догонов, но и в культовых обрядах других народов мира. В частности, в Греции в III веке до н.э., чтобы умиловить эту звезду – Пса или Собаку, как в то время называли Сириус, ей в жертву приносили рыжую собаку. Позднее этот обычай перешел в Рим и получил широкое развитие в эпоху антонионов (Мартынов, 1976).

Литературные источники говорят о том, что земляне были свидетелями, как минимум, еще одной вспышки Сириуса В, произошедшей, возможно, в 134 году до н.э. В силу более близкого расстояния Сириуса от Земли, удалось тогда, вероятно, заметить и факт его движения.

Вот что пишет, как мы полагаем, в связи с этим событием о Гиппархе (180–125 г. до н.э.) римский историк Плиний Старший (23–79 г.):

«Этот Гиппарх исследовал новую звезду, появившуюся в его время; ее движение в то время, когда она блистала, навело его на мысль, не могут ли часто изменяться и перемещаться те (светила), которые мы считаем неподвижными. Поэтому он решился на дело, смелое даже для бога – перечислить для потомства звезды и пересчитать светила, придумав приборы, которыми определил места и яркость отдельных звезд, чтобы можно было легко разобрать: исчезают ли они, появляются ли вновь, не движутся ли или уве-

личиваются и уменьшаются (в яркости), оставив потомкам небо в наследство...». Перевод В.А. Бронштэна (1988).

Плиний конкретно Сириус не называет, и астрономы рассматривают (Бронштэн, 1988) другие кандидаты на роль «новой звезды» Гиппарха. Однако у самого Гиппарха именно Сириус открывает список звезд, включенных Птолемеем (87–168 г.) в каталог Альмагеста (Датировка, 1995).

О том, что во времена Гиппарха вспышка на Сириусе действительно произошла, говорят и результаты более поздних наблюдений. Так, если Гиппарх и позднее Сенека (3 г. до н.э.–65 г.) и Птолемей называют цвет Сириуса красным, то персидский астроном Аль-Суфи (903–986 г.) уже не находит красного цвета и относит Сириус к числу нормальных бело-голубых звезд. Таким же остается цвет Сириуса и в наши дни (Мартынов, 1976).

Имеются основания полагать, что между двумя взрывами Сириуса, один из которых наблюдался предками догонов, а второй – Гиппархом, произошла еще одна его вспышка ~4000 лет назад. Это предположение мы делаем, исходя из сведений А. Пингре о некой вспыхнувшей звезде 2241 г. до н.э. – наиболее древней из всех тех, что сохранила для нас история. Относительно созвездия, в котором эта вспышка произошла, и ее длительности никаких сведений нет. Не найден также остаток после вспышки, характерный для сверхновых звезд. Однако известно, что в максимуме блеска она могла достигать примерно -10^m звездной величины (Псковский, 1985).

Квазипериодические вспышки Сириуса В позволяют отнести его к разряду повторных новых (рис. 98).



Рис. 98. Зависимость «амплитуда – период» повторных новых

На этом рисунке представлена эмпирическая зависимость «период–светимость» для нескольких изученных повторных новых (Псковский, 1985). В соответствии с этой зависимостью Сириус попадает в группу звезд,

вспыхивающих примерно через 2000 лет. В момент вспышки яркость таких звезд в среднем возрастает на 13–14 звездных величин.

Изменение блеска Сириуса. Характер изменения блеска Сириуса в момент пролета догоны описывают следующими двумя фразами (Москвин, 1977): «Когда люди (пришельцы) были на Земле всего лишь год, звезда (Сириус В) внезапно заблестела, а потом постепенно, в течение 240 лет блеск ее уменьшался». И «когда звезда (Сириус В) находится вблизи Сириуса А, тот усиливает свой блеск, когда же Сириус В удаляется, то начинает мигать, так что наблюдателю кажется, что он видит много звезд».

Мы полагаем, что эти наблюдения относятся к разным фазам вспышки Сириуса В, когда он находился близко от Земли, и был хорошо виден. Оба описания вполне согласуются с характером изменения блеска новых звезд в период вспышки (рис. 99).

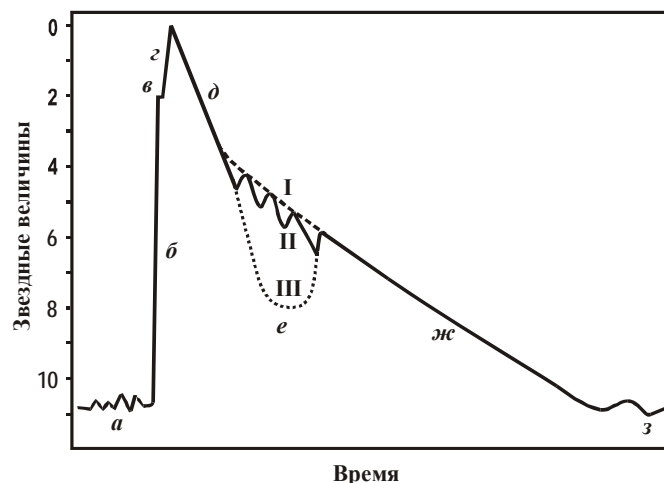


Рис. 99. Схема кривой блеска новой звезды с указанием стадий, наблюдаемых в ее спектре (Псковский, 1985): *а* — состояние до вспышки; *б* — начальный подъем; *в* — предмаксимальная задержка, *г* — конечный подъем, *д* — первоначальный спад, *е* — переходный период, *ж* — конечный спад, *з* — состояние после вспышки. I – III – типы поведения новой звезды во время переходного периода

На основании описания догонов, вероятно, можно квалифицировать вспышку на Сириусе В как очень медленную новую с длительным переходным периодом и колеблющимся температурным режимом.

Минимальное удаление Сириуса от Солнца при сближении. Имеется фраза, передающая впечатление догонов, ставших очевидцами близкого пролета Сириуса и взрыва белого карлика: «Вначале место звезды (Сириус

В) было там, где сейчас находится Солнце. Солнце тоже было там. Но звезда удалилась от Земли, а Солнце осталось» (Москвин, 1977).

Приводится также рисунок догонов (рис. 100). Как мы полагаем, на этом рисунке изображена проекция Солнца на резко увеличившуюся фотосферу Сириуса В в момент взрыва.

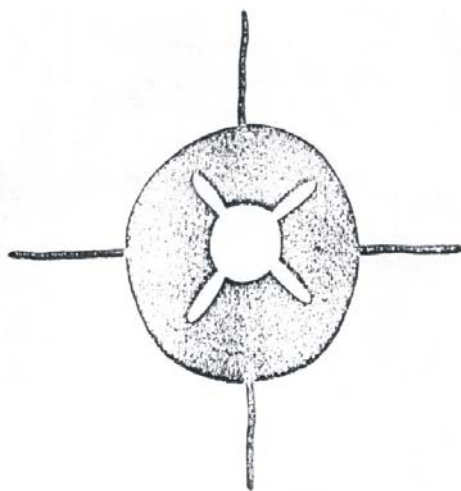


Рис. 100. Изображение догонами момента прохождения Солнца по диску Сириуса В

Известно, что при взрыве новых звезд происходит быстрый сброс ими части газовой оболочки. При этом за счет нагрева газа радиус фотосферы звезды резко возрастает, увеличиваясь в сотни и даже тысячи раз. Величина этого радиуса, выраженная в единицах радиуса Солнца (R_0), может быть оценена по эмпирической формуле (Псковский, 1985):

$$\lg\left(\frac{R}{R_0}\right) = 5900/T - 0.2M - 0.02, \quad (9.5)$$

где T – температура излучающей области новой звезды в максимуме блеска; M – абсолютная звездная величина новой.

Полагая, что температура излучающей области в максимуме блеска составляет $T \sim 6 \cdot 10^4$ К (Псковский, 1985), а величина блеска $M = \Delta M = -13.5^m$, где ΔM – приращение яркости звезды на основании данных рис. 98, получаем оценку $R \sim 500R_0$. Сопоставляя полученное значение с размерами Солнца на рис. 100, находим, что наблюдавшееся догонами соотношение диаметров фотосфер обеих звезд $\sim 1:3$ могло возникнуть, если Сириус В пролетел на удалении примерно 100–150 а.е. от Земли.

10.8. Обсуждение результатов расчета

На рис. 101 представлены расчетные зависимости видимой звездной величины Сириуса А и В, а также максимально возможного углового расстояния d между этими звездами, наблюдаемых с Земли, как функция времени, прошедшего с момента пролета Сириуса около Солнца.

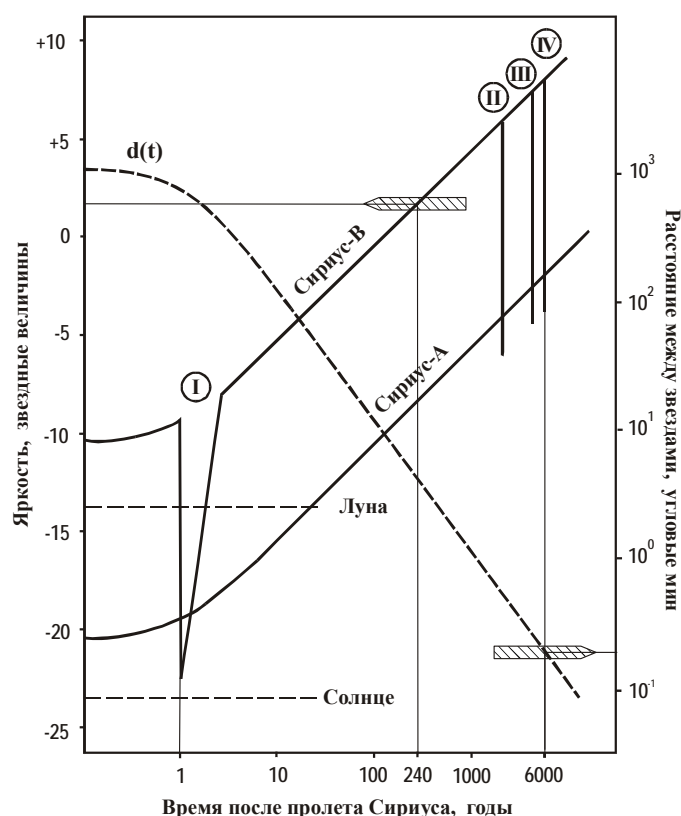


Рис. 101. Изменение яркости (сплошные линии) и углового расстояния (пунктирная линия) звезд А и В во времени: I, II и III – предполагаемые вспышки Сириуса В в моменты 6, 4 и 2 тыс. лет назад соответственно; IV – ожидаемая вспышка в ближайшем будущем. Заштрихованные стрелки – предел визуального обнаружения Сириуса В по яркости ($+2^m$) и предельно возможное разрешение звезд по угловому расстоянию ($\sim 12''$). Правая тонкая вертикальная линия ($t = 6000$ лет) отвечает современной эпохе, левая ($t = 240$ лет) – продолжительность времени наблюдения догона Сириуса В после взрыва. Горизонтальными пунктирными линиями обозначены современные светимости Солнца и Луны

При построении графиков видимые звездные величины Сириуса А и В принимались современными -1.46^m и $+8.5^m$, а эксцентриситет орбиты и среднее расстояние между звездами полагались равными $e = 0.58$ и $\alpha = 18.5$ а.е. (Мартынов, 1976). Считалось также, что звездная система Сириуса удаляется от Солнца со скоростью 457 км/с, пролетев около него 5900 лет назад на минимальном расстоянии 100 а.е.

Звезда Сириус С. Расчеты углового размера $d(t)$ звездной системы Сириуса показывают, что в момент ее пролета около Солнца наблюдаемое с Земли расстояние между звездами А и В могло достигать $16-17^\circ$. Это обстоятельство делало заметной глазу и третью звезду С, которая, как утверждают догоны, обращается вокруг звезды А по более вытянутой орбите, чем звезда В, и «находится так близко от Сириуса А, что не всегда видна».

Основания полагать, что догоны могли визуальнo наблюдать звезду С, дает также древнеиранское название Сириуса – Тиштрия, которое восходит к санскритскому и еще более древнему общеиндоевропейскому названию «три звезды», что ныне разделяется большинством специалистов (Рубцов, Урсул, 1987). О множественности звезд Сириуса знают и другие африканские племена, например, близкие соседи догонов – народ барбара, а также проживающие далеко на юге континента готтентоты, которые называют Сириус «звезда рядом» (Москвин, 1977).

Возможность наблюдения Гиппархом Сириуса В. На кривой блеска Сириуса В отмечено несколько его предполагаемых вспышек. Событие I – наблюдавшееся предками догонов спустя год после высадки пришельцев на Землю (момент высадки принят на рисунке за начало отсчета времени). Событие II – об этой вспышке мало что известно, хотя не исключено, что ею может оказаться не отождествленная в хрониках вспышка 4-тысячелетней давности. Событие III – вспышка новой звезды, наблюдавшаяся, как мы полагаем, Гиппархом. И вспышка IV, которая, по нашему мнению, должна вот-вот произойти. Амплитуды всех четырех вспышек на рис. 101 приняты одинаковыми и равными $\Delta M = -13.5^m$

В пользу того, что Гиппарх мог видеть последнюю вспышку звезды В, приведем еще один аргумент. Этот аргумент связан с большим собственным движением Сириуса В. Так, если для вспышки II летописные источники дают лишь смутные указания, то в случае третьей вспышки Плиний Старший утверждает, что Гиппарх наблюдал не комету, а новую звезду, которая перемещалась, т.е. вела себя очень странно. Именно это странное поведение новой звезды, как можно думать, и привело Гиппарха к идее составления звездного каталога, помещенного позднее Птолемеем в Альмагест.

Предположение, что движение Сириуса В в момент вспышки III могло быть замечено Гиппархом, обоснуем графиками рис. 101. Из них, в частности, следует, что в момент вспышки III, когда Сириус В стал видим невооруженным глазом, наблюдаемое с Земли расстояние между звездами А и В превысило $d \geq 0.2$ угловых минуты. Т.е. оказалось выше дифракционного

предела обнаружения двух звезд человеческим глазом по угловому разрешению. Данное обстоятельство, как мы полагаем, и сделало возможным раздельное визуальное наблюдение обеих звезд.

Принимая во внимание, что период орбитального вращения этой пары звезд вокруг общего барицентра равен $T = 49.9$ лет, находим, что собственное движение Сириуса В могло составить $\mu \sim 2\alpha(1+e)/T \approx 1''$ в год. Учитывая реальный характер движения обеих звезд, угловое расстояние между ними могло меняться с еще более высокой скоростью. Что, по нашему мнению, и было замечено Гиппархом.

Период наблюдения Сириуса В догонами. На рис. 101 приведена еще одна система линий – это вертикальная прямая, проходящая через точку $t = 240$ лет, и две горизонтальные линии, секущие кривую яркости Сириуса В и кривую расстояния $d(t)$ между звездами. Вертикальной линией обозначен тот временной рубеж, начиная с которого звезда В перестала наблюдаться догонами, а горизонтальными прямыми отмечены соответственно минимальная яркость ($+2-3^m$) и угловое расстояние между двумя звездами ($\sim 12''$), которые способен различить человеческий глаз (Гиндилис, 1978).

На основании построений рис. 101 делаем вывод, что указанный догонами рубеж 240 лет – это не период уменьшения блеска Сириуса В после вспышки, как полагают В. Рубцов и А. Урсул (1987), а интервал времени, по прошествии которого эта звезда просто перестала визуально наблюдаться из-за снижения ее яркости ниже порога обнаружения глазом. Будь в нормальном состоянии блеск Сириуса В выше в 10 раз, догоны наблюдали бы эту звезду, по крайней мере, тысячу лет.

Отсутствие Луны, три Солнца и всемирный потоп. Информация догонов позволяет пролить свет и на данный чрезвычайно запутанный вопрос. С этой целью на рис. 101 проведены еще две горизонтальные линии, отвечающие яркости Солнца и Луны.

Мы видим, что в фазе максимального сближения с Солнцем светимость Сириуса А должна была всего на 3 звездные величины уступать солнечной, а у Сириуса В в момент вспышки могла быть сопоставима с яркостью Солнца. Поскольку Луна светит отраженным солнечным светом, то в случае пролета Сириуса А над плоскостью эклиптики, Луна в северном полушарии Земли вполне могла не наблюдаться на протяжении одного-двух десятков лет. На высоких северных широтах должен был стоять полярный день, переходящий на более низких широтах в смену полярных дня и ночи.

О нечто подобном сообщает книга священных гимнов «Ригведа», которую древние арии принесли с собой в Индию. В ней говорится, что «в той стране, где арии раньше жили, Солнце всходило лишь раз в году, и год казался им как один день и одна ночь» (Горбовский, 1971).

Нет ничего удивительного и в том, что столь необычные явления, как близкий пролет около Солнечной системы яркого Сириуса А и мощный взрыв Сириуса В, вполне могли быть восприняты людьми в качестве перио-

да присутствия на небе «трех солнц». Этот факт нашел отражение в легендах современных нижеамурских народов (Штернберг, 1933). По одной из легенд, нанайский герой Хадо сразился с тремя солнцами. Поразив из лука два крайних из них, он победил невыносимую жару, которая была в то время. И тем самым спас свой народ от гибели. О большой жаре в тот период говорится и в «Светлом слове» догонов.

В этой связи следует отметить традицию устраивать в начале лета каникулы. Традиция эта имеет самое прямое отношение к Сириусу. Каникулы – «собачьи дни» – сразу следовали за гелиакическим восходом Сириуса. Когда он в начале лета после 70-дневного перерыва поднимался над горизонтом. Согласно античным литературным источникам, в то время считалось, что именно «иссушающие» лучи Сириуса были главной причиной усилившейся летом жары (Мартынов, 1976).

Остается только удивляться стойкости традиций: Сириус 6 тыс. лет назад пролетел и на погоду Земли не влияет, а вот память об этом событии сохранилась и даже вошла в традицию, которой мы пользуемся до сих пор.

В качестве другого примера сошлемся на современный еврейский календарь, согласно которому сейчас идет 5769 год. Мы полагаем, что этот календарь, считающийся лунным, ведет отсчет лет если не с самого момента пролета Сириуса, то близко к этому событию. По данному календарю каждый новый день начинается не с восходом Солнца, а с его заходом и появлением на небе Луны. На наш взгляд, это может указывать на то, что при введении календаря ночное небо освещала не Луна, а Сириус А, который тогда находился рядом с Солнечной системой и был очень ярким.

Информация «Светлого слова» догонов о том, что их предки были свидетелями взрыва Сириуса В, независимо подтверждается шумерами (Sitchin, 1989; Анисонян, 1997). В шумерском тексте начала 4 тысячелетия до н.э. это явление определено как вспышка сверхновой. Вспышка и связанные с ней события произвели тогда на людей столь сильное впечатление, что были «отпразднованы строительством больших пирамид» (Виттенбург, 1998).

Реальность пролета Сириуса на близком расстоянии от Солнца подтверждают также данные климатологии. Известно, что между 6 и 5 тысячами лет назад на Земле существовал достаточно теплый погодный период, получивший название голоценового климатического оптимума. В это время среднегодовая температура была на несколько градусов выше, чем до и после оптимума (Монин, Шишков, 1979). Интенсивно таяли ледники, уровень Мирового океана повысился на 1–2 м (Селиванов, 1996), а пояс широколиственных лесов по всему миру сместился на сотни километров севернее.

Вызванное потеплением затопление прибрежных частей суши, где в основном располагались поселения людей – «потоп», сопровождалось сильными изменениями в человеческом обществе. В это время (эпоха перехода от мезолита к неолиту) происходит массовая миграция населения. Ряд наро-

дов переходит к оседлому земледелию, развиваются ремесла, а также появляются известные нам языки.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Материалы главы позволяют констатировать, что утверждения догонов о пролете около Солнца системы звезд Сириуса и взрыве входящего в нее белого карлика Сириуса В имеют под собой твердую реальную основу. Этот вывод опирается не только на информацию «Светлого слова» догонов, но и подтверждается целым рядом летописных источников, мифов, преданий и традиций, а также данными современной геологии и климатологии.

Не меньшего доверия заслуживает и утверждение жрецов догонов о том, что их предки были свидетелями высадки на нашу планету инопланетян. На протяжении нескольких десятилетий, когда пришельцы оставались на Земле, они общались не только с догонами. Р. Темпл (2005) указывает, что сходные догонам описания внешности инопланетян имеются у египтян, шумеров, китайцев, а также ряда других древних народов мира. Контакты пришельцев с жителями Земли явились мощным толчком к быстрому расцвету человеческого общества и в целом нашей цивилизации.

Особенно важны сохранившиеся и прочитанные сегодня записи шумеров. В шумерских клинописных текстах 6-тысячелетней давности говорится, что спустившиеся тогда с неба «боги» в человеческом облики вступали с людьми в контакт и охотно делились своими знаниями. Из этих текстов следует, что именно пришельцы привили шумерам навыки оседлого земледелия и строительного дела, научили прокладывать оросительные каналы и возводить башни-обсерватории, строить морские парусники, делать музыкальные инструменты, удобную посуду и многое другое. Они познакомили людей с теоремой Пифагора, обучали тонкостям международной политики и даже основам нравственности. Не забыли инопланетяне порекомендовать и справедливые государственные законы. Только одних полученных от пришельцев технологических и научно-технических открытий шумеры перечисляют 100 (Анисонян, 1997).

В свете этих фактов все сведения о Сириусе, Галактике и Солнечной системе догоны могли получить только от инопланетян. Вместе с тем приводимое жрецами догонов описание изменения блеска звезд А и В, а также 240 летний период видимости Сириуса В после взрыва являются, несомненно, результатом собственных наблюдений предков этого народа.

Очевидно и то, что дошедшие до нас почти современные взгляды античных философов по вопросам физики и астрономии также основаны на некогда переданной землянам инопланетной информации. Ведь эти знания о «Небе» и «Земле», позднее утерянные, никак не могли быть вызваны общественной практикой людей того времени. Поэтому, согласно известной в кибернетике теореме Геделя о неполноте, эти представления об устройстве

мира принципиально не могли возникнуть на Земле и должны быть заимствованы людьми извне.

Таким образом, имеются веские основания полагать (Темпл, 2005), что произошедший в начале 4 тысячелетия до н.э. у ряда народов мира, в частности, Египта и Месопотамии переход от неолитической культуры и племенного общества к развитой государственности был тесно связан с посещением Земли представителями звездной системы Сириуса.

Если вернуться к утверждениям жрецов догонов и античных философов по вопросам науки, то все это, конечно, отголоски по-настоящему научных знаний, переданных жителям Земли в период контакта с представителями более развитой внеземной цивилизации.

Однако шли тысячелетия, а с ними происходила закономерная селекция научного знания: «нужные» знания совершенствовались и развивались, а «ненужные» искажались и забывались, обрастая мифами и легендами. Не избежали последней участи, увы, и некогда высокие познания людей в области физики, астрономии и других точных наук.

Высказывания античных ученых и сведения «Светлого слова» догонов по вопросам астрономии – это яркие примеры того, что смогли сохранить люди спустя тысячелетия после общения с пришельцами с Сириуса.

Поэтому нынешнему поколению исследователей, а в их числе и, может быть в первую очередь, астрономам и историкам науки, многие ранее известные истины приходится открывать и устанавливать заново.

Наиболее важный итог данной главы, пожалуй, состоит в том, что в результате создания галактоцентрической парадигмы наука наконец-то может понять, почему Сириус долгое время являлся «главной» звездой древнего мира. Очевидно, что этого своего значения он не утратил до сих пор.

Хочется верить, что в очень недалеком будущем, как и шесть тысяч лет назад, человечеству предстоит вновь вступить в общение с представителями этой близкой к Солнцу звездной системы.

PS.

Заметим, что проблема связи с внеземным разумом – проблема SETI, в последние годы вызывает большой интерес астрономов (Гиндилис, 2004). С 1960-ых годов ведется поиск сигналов внеземных цивилизаций в радио- и отчасти оптическом диапазонах, а последние 15 лет посылаются радиосигналы к звездам в надежде получить ответный отклик. Но все усилия пока не принесли желаемого результата. Космос молчит.

Только вот Сириуса в списке этих звезд нет. (Темпл, 2005). Почему? Могу предположить, что так спокойнее. Ведь все, что связано с его пролетом около Солнца, лежит вне ведения официальной науки. Судя по отношению к проблеме НЛО, астрономическая наука, финансируемая правительствами своих стран, не желает признавать ничего подобного и делает все от нее зависящее, чтобы это признание произошло как можно позже.

ГЛАВА 11

«НАДЧЕЛОВЕЧЕСКОЕ» ЗНАНИЕ

Полное неведение иногда лучше малого знания, ибо именно малое знание порождает сомнение и тем самым закрывает всякие возможности. ... Всем отрицающим может быть дан один совет – не отрицайте и знайте больше.

Е.И.Рерих

В предыдущей главе показано, что в основе удивительных эзотерических представлений догонов и античных философов древности лежит научное знание. Только до неузнаваемости искаженное и мифологизированное, имеющее к тому же космические корни. Считать это знание научным вряд ли возможно. Однако, благодаря галактоцентрической парадигме и устранению некоторых догматов современных наук, в частности, истории древнего мира и астрономии, отдельные элементы этого знания вполне могут быть усвоены современной естественнонаучной мыслью.

В данной главе обсуждается другой тип знания, названного «надчеловеческим» или «сверхнаучным»¹. Признать его научность, в традиционном понимании этого слова, также невозможно, но по иной причине. Это знание значительно опережает существующую науку и не может быть воспринято научным сообществом из-за своего более высокого уровня.

На такое надчеловеческое знание опирается теософское учение². Корни теософии уходят в глубочайшую древность. А само это слово заимствовано у александрийских философов и переводится как «божественное знание» или «божественная мудрость». Теософское учение фактически проводит в жизнь новый подход к познанию окружающего мира, основанный на синтезе религии, философии и экзотерической науки (экспериментального метода), который позволяет расширить способности людей познавать истину.

Наиболее глубокое освещение надчеловеческих знаний под названием Учения Агни Йога³ или Учения Живой Этики ныне широко проникает в разные сферы деятельности людей. Поэтому область его практического приложения далеко выходит за рамки не только данной книги, но и существующей науки вообще.

Ниже, в качестве примера, реальности надчеловеческого знания обсуждается один, но чрезвычайно важный для науки вопрос, имеющий прямое отношение к галактоцентрической парадигме.

¹ Гиндилис Л.М. Проблема сверхнаучного знания // Новая эпоха. 1999. №1, с.96-103; №2 с.68-79.

² <http://theosophy.ru/jinattheo.htm>

³ Агни Йога. Т. I, II, III. Изд. Тольят. Гор. общ. Рерихов. Самара. 1992.

Читатель, вероятно, заметил, что эпиграфами к многим главам книги служат цитаты из писем Махатм и Учения Живой Этики. Вследствие чего отдельные главы как бы развивают эти высказывания, наполняя их конкретным смыслом и физическим содержанием.

Разумеется, обращение к Живой Этике в данной книге отнюдь не случайность. Расскажу о не упоминавшейся мной до сих пор важной причине обратиться к «божественному знанию».

11.1. Постановка проблемы

В 1995 году получил предложение принять участие в обсуждении статьи, готовящейся к публикации в журнале Международного центра Рерихов (МЦР). Статья называлась «Махатмы и астрономия» и принадлежала известному астроному, специалисту в области физики метеорных явлений Виталию Александровичу Бронштэну (1918–2004), в последние годы жизни посвятившему себя истории науки.

В этой статье³ с позиций последних научных достижений В.А. Бронштэн анализирует содержание одного из писем Махатм⁴ за номером 92, датированного октябрём 1882 года. В этом письме Махатма Кут Хуми излагает некоторые свои взгляды на историю современной цивилизации. А также отвечает на ряд заданных ему вопросов геологического, физического и астрономического характера, которые и привлекли внимание В.А. Бронштэна.

Анализируя высказывания Махатмы по вопросам физики и астрономии, В.А. Бронштэн обнаружил, что многие утверждения Кут Хуми иногда на годы, а то и на десятилетия опережали уровень научного знания того времени. Это обстоятельство и стало предметом обсуждения в его статье.

Вместе с тем по целому ряду вопросов В.А. Бронштэн считал взгляды Кут Хуми ошибочными, как не подтвердившихся современной наукой.

Статью В.А. Бронштэна предваряла преамбула Людмилы Васильевны Шапошниковой, директора МЦР. Высоко оценивая значение работы В.А. Бронштэна, она отмечает, что «процесс превращения веры в прочные, доказуемые знания, которые принесли нам Махатмы, находящиеся на высокой ступени космической эволюции, можно считать, начался»⁵. Л.В. Шапошникова высказывает также твердое убеждение, что все утверждения Махатм, которые В.А. Бронштэн посчитал неправильными, в будущем обязательно получат свое оправдание и доказательства.

Статья В.А. Бронштэна и предисловие к ней Л.В. Шапошниковой демонстрировали два разных отношения к высказываниям Махатм. Если В.А. Бронштэн, стоя на позициях научного метода, не принимал ничего на веру и требовал всему доказательств, то Л.В. Шапошникова выражала безоговорочную веру Махатмам, как носителям истины в последней инстанции.

³ Бронштэн В.А. Махатмы и астрономия // «Мир Огненный», 1996, №1(9). С.44-57.

⁴ Письма Махатм. Изд. Тольяти. город. общ. Рерихов, Самара. 1993. С.428-469.

Обстоятельства возникшего разногласия подвигли меня на написание книги⁵, а теперь и настоящей монографии. Среди прочих тем в этих книгах подняты и обсуждаются вопросы, ответы Махатм на которые вызвали столь разное отношение к себе В.А. Бронштэна и Л.В. Шапошниковой.

Анализ Писем Махатм заставил меня пересмотреть свое отношение к природе научного знания вообще и к его методам, в частности. Для понимания причин изменения моей позиции требуется дать дополнительную информацию.

11.2. История вопроса

В 1875 году Махатмы Кут Хуми и Мория при посредничестве Е.П. Блаватской (1831–1891) не отказались от шагов для установления связи с представителями английской общественности. Е.П. Блаватская, будучи сопредседателем созданного ею совместно с Г.С. Олькоттом (1832–1907) Теософского общества, познакомила с Махатмами редактора издававшейся в Дели влиятельной англоязычной газеты «Пионер» А.П. Синнетта (1840–1921) и орнитолога, высокопоставленного чиновника английской администрации в Индии А.О. Хьюма.

Между Кут Хуми и Мория, с одной стороны, А.П. Синнеттом и А.О. Хьюмом, с другой, возникла переписка, продолжавшаяся с 1880 по 1884 г. В письмах к А.П. Синнетту и А.О. Хьюму Махатмы делились своими взглядами по очень широкому кругу вопросов теософского, религиозного, философского и этического характера. В том числе и по вопросам науки, включая физику, астрономию и геологию.

Большая часть писем Махатм сегодня находится на хранении в Британском музее Лондона. В 1923 г. они были изданы отдельной книгой. Некоторые ее главы переведены Е.И. Рерих на русский язык и вошли в книгу «Чаша Востока», изданную в Риге в 1925 г. В 1993 году книга «Письма Махатм» полностью напечатана на русском языке Самарским издательством, а в 1999 г. вышло ее второе издание⁶ с приложениями писем Е.П. Блаватской и комментарием Е.И. Рерих, на которое мы ссылаемся.

Несколько слов о самих Махатмах, или иначе «Белых Братьях» или «Великих Учителях». Слово «Махатма» на Востоке означает Великая Душа. Обсуждать их высказывания, не сообщив, кто такие Махатмы, и что о них сегодня известно, было бы ошибочно.

Для представителей западной культурной традиции, а именно к ним обращена данная книга, сведения о Махатмах не укладываются ни в какие научные рамки и представления.

⁵ Баренбаум А.А. Галактика, Солнечная система, Земля. Соподчиненные процессы и эволюция. М.:ГЕОС. 2002.

⁶ Письма Махатм. М. Изд. МЦР. 1999.

11.3. Кто такие Махатмы

По происхождению Махатмы такие же люди, как и все, но дальше продвинувшиеся в своем эволюционном развитии. Пройдя через весь человеческий опыт, они больше не нуждаются в повторных воплощениях. Вследствие чего они стали людьми совершенно необычными.

Подобно древним богам срок жизни Махатм исчисляется веками, если вообще определен. Как и мифические боги Эллады, некогда населявшие горы Олимп, Махатмы сегодня живут в центре Гималаев в легендарной «стране» Шамбале – Твердыне Великого Знания. Посещение Шамбалы для простых смертных невозможно. В то же время Махатмы свободно перемещаются в любые точки земного шара, общаясь со своими учениками.

Главная задача и смысл деятельности Махатм – незримая помощь человечеству в его эволюции на нашей планете. С этой целью в Шамбале ведется напряженная работа по передаче новых Знаний, призванных помочь людям в их развитии. Эти Знания, составляющие основу всеохватного космического Учения, на переломных этапах развития человеческого общества через отдельных избранных представителей науки, культуры и религии передается людям в понятной для них, в данный момент, форме. Будда, Христос и другие легендарные личности в свое время выполняли эту миссию.

Последний свод доступных нам Знаний поступил на рубеже XIX и XX веков на экстрасенсорном уровне через Е.П. Блаватскую⁷ и Е.И. Рерих^{2,8}. Именно при посредничестве этих двух наших соотечественниц Махатмы впервые во всеуслышание заявили о своем существовании.

11.4. Интрига спора

Современные теософы утверждают, что в Шамбале сосредоточено все доступное людям Знание, причем как прошлое – давно забытое, так и будущее – пока еще неведомое. И обладателями этого знания являются Учителя человечества – Махатмы.

Данное утверждение как раз и подверг сомнению в своей статье В.А. Бронштэн, указав на ряд несоответствий высказываний Кут Хуми современным научным взглядам. Этот выпад против Махатм был незамедлительно парирован Л.В. Шапошниковой, вставшей на защиту Учителей.

Дабы не быть заподозренным в пристрастиях, заранее отмечу, что ни позиция В.А. Бронштэна, ни позиция Л.В. Шапошниковой, не вызывают у меня должного чувства удовлетворения. Позиция В.А. Бронштэна потому, что научное знание – это живой, развивающийся организм, где одни взгляды сменяются другими. Поэтому всецело доверять существующим сегодня

⁷ Блаватская Е.П. Тайная доктрина. Т.1, кн. 1, 2; т.2, кн. 3, 4; т.3. КМП «Сирин» совместно «ТТТ Интернешнл». М. 1993.

⁸ Рерих Е.И. У порога Нового Мира. М. МЦР. 2000.

в науке представлениям, как это делает В.А. Бронштэн, вряд ли оправдано. Особенно, когда Махатмы, и это хорошо известно В.А. Бронштэну, являются носителями еще не известного обычным людям, научного знания.

Позиция Л.В. Шапошниковой также уязвима. Ибо любая наука строится на четкой системе понятий, в терминах которой только и может существовать научное знание. Вне этой семантики научного языка невозможно ни излагать научные представления, ни рассчитывать на ответное понимание.

Кут Хуми это хорошо понимает. Из-за отсутствия научных понятий, соответствующих знаниям Махатм, отвечая на вопросы А.П. Синнетта, Кут Хуми с горечью восклицает: «В скольких противоречиях я буду подозреваем, пока вы поймете все правильно?»⁹.

Эти трудности усугубляются и качеством перевода писем на русский язык. Некоторые фразы Махатм в русскоязычном тексте (и, вероятно, в оригинале) выглядят малопонятными, что резонно отмечает В.А. Бронштэн.

Так что отнести высказывания Махатм к научному знанию более высокого уровня, как это пытается представить Л.В. Шапошникова, на мой взгляд, не вполне правильно. Это тем более оправдано, что смысл надчеловеческого знания, как считают теософы, может какое-то время оставаться не доступным нашему восприятию, однако позднее оно обязательно превращается в экзотерическое, понятное людям, знание.

Не будем обсуждать все утверждения Кут Хуми. Ряд вопросов мне не ясен, другие не кажутся столь важными. Но по трем наиболее принципиальным вопросам, вызвавшим резкую критику В.А. Бронштэна, благодаря галактоцентрической парадигме я могу высказаться вполне определенно.

Первый из них относится к природе космического вещества и масштабам его выпадения на Землю. Второй вопрос связан с так называемой Раджа-звездой, вызвавшей появление на Юпитере красного пятна. И третий касается существования около многих звезд неоткрытых планет и, в частности, наличия таких планет в Солнечной системе. Присутствие последних, ссылаясь на возможности современных астрономических инструментов, решительно отвергает В.А. Бронштэн.

Тем не менее, по многим другим вопросам, где привлечение галактоцентрической парадигмы не требуется, уровень познаний Махатмы оценен В.А. Бронштэном весьма высоко. В своей статье он отмечает, что даже беглое ознакомление с ответами, которые дает Кут Хуми на вопросы А.П. Синнетта, показывает, что Махатма был высокообразованным человеком и следил за научной литературой по астрономии и смежным вопросам физики и геофизики, а также неплохо знал историю науки.

Не будем касаться всех ответов Кут Хуми, которые В.А. Бронштэн счел правильными (или почти правильными). Но все же два примера, представляющихся нам показательными и весьма важными, приведем.

⁹ Письма Махатм. Самара, 1993, с. 469.

Первый пример – это ответ на вопрос А.П. Синнетта¹⁰: «Является ли фотометрическая величина света, испускаемая звездами, верным руководителем по отношению к их величине?».

Кут Хуми отвечает отрицательно. Указывая на поглощение света удаленных звезд в межзвездном пространстве, он пишет: «Сильные скопления метеорного вещества и атмосферические колебания всегда на их пути. ... Никогда действительная степень интенсивности этого света не может быть известна на Земле, следовательно, невозможно иметь и достоверного основания для вычисления величины и расстояния».

Заметим, что корректный учет поглощения света в межзвездной среде отсутствует и сегодня. Во многом, поэтому астрономам не удастся с требуемой точностью определить расстояние Солнца до центра Галактики, а также установить спиральное строение нашей звездной системы (§ 2.3).

Второй наш пример касается вопросов, связанных с природой Солнца и его излучения. Эти вопросы в последней четверти XXVIII века оказались в центре внимания астрономии и физики, поставив много научных проблем. Поэтому их анализу В.А. Бронштэн в статье уделил наибольшее внимание.

Полагаем, что ответы Махатмы на эти вопросы будут небезынтересны и читателям данной книги.

11.5. Махатмы о природе Солнца

Соответствующие вопросы А.П. Синнетта звучат так¹¹: «Является ли корона Солнца атмосферой? Из каких-нибудь известных газов? И почему она принимает лучистый вид, всегда принимаемый во время затмения?»

Кут Хуми отвечает на них следующим образом: «Назовете ли это хромосферой или же атмосферой, оно не может быть названо ни тем, ни другим, ибо это просто магнетическое и всегда присущее состояние Солнца, видимое астрономами только на краткие мгновения во время затмения...».

Развивая далее эту мысль, Махатма связывает свечение Солнца с «постоянным изменением колебаний магнитной материи и ее энергии, от которой также зависит разнообразие и число пятен». Солнечные пятна он объясняет эманациями Солнцем магнитной материи¹²: «Чем дальше отбрасываются эманации, тем больше они теряют в напряжении до тех пор, пока, постепенно убывая, не исчезнут». Такова, по мнению Кут Хуми, природа того, что он называет «внешней короной» Солнца.

С позиций современной науки своей последней фразой Махатма пытается сообщить А.П. Синнетту о явлении солнечного ветра, который по существующим представлениям является расширяющейся короной Солнца¹³.

¹⁰ Там же, с. 450.

¹¹ Там же, с. 446.

¹² Там же, с. 447.

¹³ Физика космоса, 1986.

Понимая, что сделать это ему невозможно, Махатма пишет¹⁴: «Все это ужасно ненаучно – тем не менее, это факт, к которому я могу добавить и другой, напомнив вам, что Солнце, которое мы видим, вовсе не центральная планета нашего маленького мира, но лишь его покров и «отражение»...».

Здесь неудачен перевод высказывания Махатмы, Однако если иметь в виду, что в данной фразе речь идет о солнечном ветре, который «накрывает» все планеты, то ее смысл становится более-менее понятным.

Далее, в связи с ответами на другие вопросы, Кут Хуми пишет¹⁵: «Солнце не есть нечто «твердое» или «жидкое», и даже не раскаленные газы, но гигантский шар электромагнитных сил, запас мировой жизни и движения».

Комментируя это высказывание, В.А. Бронштэн отмечает, что наличие на Солнце магнитных полей было впервые установлено Дж. Хейлом в 1908 году, т.е. Кут Хуми опередил в этом вопросе астрономов на четверть века.

Если же приплюсовать сюда указание на существование явления солнечного ветра, доказанное окончательно К. Хофмайстером и Л. Бирманом в 1940 году, то это опережение составит почти 60 лет.

С позиций обсуждаемого в этой главе наднаучного знания, значительно опережающего развитие традиционной науки, не меньший интерес представляет ответ Кут Хуми и на вторую часть вопроса А.П. Синнетта, состоит ли корона Солнца из каких-нибудь известных газов или нет.

Касаясь этого вопроса, В.А. Бронштэн поясняет, что в те годы методом спектрального анализа на Солнце было установлено наличие водорода и паров многих металлов: железа, натрия, кальция, магния, алюминия и др.

В 1868 году в спектре Солнца была обнаружена яркая желтая линия, которая не принадлежала ни одному из известных тогда химических элементов. Поэтому новый химический элемент так и назвали гелием, что означает «солнечный». А в 1869 году в зеленой части спектра солнечной короны была обнаружена еще одна необычная яркая линия, которая близко совпадала с положением линии железа. По аналогии с желтой линией гелия, эту зеленую линию приписали другому неизвестному на Земле химическому элементу, названному в 1900 году – коронием.

Вот как отвечает на этот вопрос Махатма¹⁶: «Корона Солнца содержит железо, как и другие пары. Вам бесполезно говорить, из чего она состоит, ибо я не в состоянии перевести слова, которые мы употребляем для этого, и, кроме того, нигде подобного вещества не существует (во всяком случае, не в нашей Солнечной системе), но лишь на Солнце. Факт тот, что то, что вы называете Солнцем, есть просто отражение огромного запасного склада нашей Солнечной системы, в котором все ее силы зарождаются и сохраняются. Солнце является сердцем нашего пигмея-мира».

¹⁴ Письма Махатм. Самара, 1993, с. 447.

¹⁵ Там же, с. 449-450.

¹⁶ Там же, с. 448.

И далее, говоря о Солнце, недоступном наблюдениям астрономов, Кут Хуми пишет¹⁷: «Мы знаем, что невидимое Солнце состоит из нечто такого, что не имеет не только наименования, но и не может быть сравнено с чем-либо известным вашей науке на Земле. <...> Его «отражение» содержит еще меньше чего-либо подобного «газам», минеральному веществу или огню, хотя даже мы, говоря об этом на нашем цивилизованном языке, принуждены употреблять выражения, подобные «пару» и «магнитной материи»...».

Поразительно, но в первой фразе сквозит понимание Махатмой того, что в Солнце запасена огромная энергия. И эта энергия, как мы теперь знаем, выделяется вследствие протекания в его недрах термоядерных реакций. Существование реакций термоядерного синтеза элементов было открыто наукой в середине прошлого века, в связи с разработкой ядерного оружия.

Второй своей фразой Махатма сообщает, что Солнце состоит из вещества, находящегося, как мы сегодня бы сказали, в плазменном состоянии. Однако плазма в 1882 году, когда писалось письмо, не была известна науке. Поэтому Кут Хуми, оправдываясь, пишет, что для того, чтобы быть понятым, вынужден использовать такие слова как «пар» и «магнитная материя».

Возвращаясь к утверждению Кут Хуми о природе зеленой корональной линии в спектре Солнца, В.А. Бронштэн признает, что в данном вопросе Махатма оказался прав. В 1942 году стало окончательно ясно, что эта линия принадлежит все-таки железу, но тринадцатикратно ионизированному. При температуре в короне Солнца более 10^6 градусов атомы железа и других химических элементов теряют значительное число своих электронов.

В.А. Бронштэн находит правильными или почти правильными и другие ответы Кут Хуми, на которых мы, однако, останавливаться не будем.

Обратимся теперь к вопросам А.П. Синнетта, ответы Кут Хуми на которые В.А. Бронштэн, отнес к ошибочным, как не подтвердившимся современной наукой. Напомним, что мы выделили три таких вопроса.

11.6. О поступлении на Землю космического вещества

Утверждение Махатмы о поступлении на Землю космического вещества В.А. Бронштэн, будучи авторитетнейшим специалистом по физике метеорных явлений, считает «крупнейшей ошибкой, допущенной Кут Хуми».

Махатма Кут Хуми, в отличие от В.А. Бронштэна, нисколько не сомневается, что наша планета получает его в огромных количествах, причем не из Солнечной системы. Он излагает эту мысль во многих местах своего письма и в разных выражениях. Вот некоторые из них¹⁸:

- «Мы все знаем, что тепло, которое получает Земля от лучей Солнца, является, в самой большей степени, лишь третью, если не меньше, количества, получаемого ею непосредственно от метеоров».

¹⁷ Там же, с. 449.

¹⁸ Там же, с. 445-446.

- «Высоко над нашей земной поверхностью воздух пропитан и пространство заполнено магнитной и метеорной пылью, которая даже не принадлежит нашей Солнечной системе».

- «Наука, по счастью, открыла, что, так как наша Земля со всеми другими планетами несется в пространстве, она получает большую часть этой космической пыли на свое северное полушарие».

- «Относительное распределение и пропорции земли и воды на земном шаре могут быть обязаны большому скоплению над ними метеорной пыли».

О чем идет речь в этих высказываниях, объединенных В.А. Бронштэном под общим названием «метеорная гипотеза»?

Очевидно, что Махатма ведет разговор о разных вещах.

Первая цитата явно относится к энергии бомбардирующих Землю галактических комет (глава 4). Это недавно открытый класс крупных космических тел диаметром 0.1÷2.5 км, время от времени в большом числе выпадающих на планеты Солнечной системы. Двигаясь по орбите вокруг центра Галактики с периодом в 220 млн. лет, Солнце каждые 20-37 млн. лет пересекает струйные потоки газопылевого вещества, истекающие из галактического ядра. В такие моменты Солнечная система подвергается интенсивным бомбардировкам галактическими кометами. Последняя из них имела место в период от 1 до 5 млн. лет назад.

Расчеты показывают, что в эпохи пребывания Солнца в струйных потоках на Землю с кометами может поступать ежегодно до $\sim 10^{17}$ г вещества (в основном воды) и до $\sim 10^{25}$ Дж энергии. В пересчете на фанерозой эта энергия комет в среднем составит $\sim 10^{23}$ Дж/год.

Имеет смысл сопоставить вышеприведенную оценку с количеством лучистой энергии, поступающей сегодня на Землю от Солнца – $5.4 \cdot 10^{24}$ Дж/год. Если учесть, что за счет альбедо и поглощения облаками из солнечной энергии только примерно половина достигает земной поверхности (Махатмы приводят цифру 25%¹⁹), то эта разница уменьшится до ~ 10 раз.

Заметим также, что наша оценка энергии приближенна, так как не учитывались падения на Землю тел астероидного пояса, вызванные галактическими кометами. Не учитывалось также поступление на Землю космической пыли при прохождении Солнцем плотных пылевых облаков.

Так что сообщаемая Махатмой величина поглощаемой Землей метеорной энергии представляется не только разумной, но и более точной.

Второе и третье высказывания Кут Хуми относятся к современной эпохе. Вследствие недавнего выхода Солнца из струйного потока, около-солнечное пространство насыщено большим количеством космической пыли. При этом земная ось ориентирована таким образом, что северное полушарие Земли сегодня получает пыли действительно больше, чем южное.

¹⁹ Там же, стр. 454.

И, наконец, последняя фраза Кут Хуми указывает, что он хорошо осведомлен о том, что поступление на Землю галактического вещества является важным фактором, контролирующим массу вод в Мировом океане и сильно влияющим на климат нашей планеты (глава 4).

11.7. О «Раджа-звезде»

По мнению В.А. Бронштэна, высказывание Кут Хуми, касающееся Раджа-звезды, даже «не заслуживает серьезной критики»²⁰.

Но что же это такое за «Раджа-звезда»? Напомним, что данную звезду Кут Хуми привлек, отвечая на вопрос А.П. Синнетта²¹: «Является ли Юпитер горячим и все еще частично светящимся телом, и какой причине обязаны сильные атмосферные явления на Юпитере?».

Фактически в этой фразе содержится не один, а два вопроса. На первый из них Махатма отвечает четко и ясно: «Пока что он является таковым, но быстро меняется»²².

Ответ на второй вопрос в достаточно вольном изложении В.А. Бронштэна звучит так²³: «<К. Хуми> утверждает, что позади Юпитера находится Раджа-звезда, которую ни один из смертных не видел физическим глазом в течение этого нашего круга. Если бы она могла быть обнаружена, она показала бы через лучший телескоп с увеличением в 10000 раз малой неизмеримой точкой, тонущей в яркости любой из планет; тем не менее, этот мир в тысячи раз больше Юпитера. Сильные возмущения его атмосферы и даже его Красное пятно, которое так интригует в последнее время науку, зависят: 1) от передвижения и 2) от воздействия этой Раджа-звезды».

Данное компилятивное изложение слов Махатмы показывает непонимание В.А. Бронштэном существа ответа Кут Хуми на вторую часть вопроса А.П. Синнетта.

Ссылка Махатмы на «Раджа-звезду» приводит в замешательство не одного В.А. Бронштэна, но и А.Н.Дмитриева²⁴, пытающегося истолковать ее с теософских позиций.

Но что, собственно, хотел сказать Махатма, заканчивая свой ответ А.П. Синнетту шутивым предостережением, чтобы тот при его осмыслении «не принес в жертву вашего смиренного наставника и самую оккультную доктрину на алтарь вашей гневливой богини – современной науки»²⁵.

²⁰ Бронштэн В.А. // Мир Огненный, 1996, №1, стр. 50.

²¹ Письма Махатм. 1993, с. 452.

²² Там же, с. 452.

²³ Бронштэн В.А. // Мир Огненный, 1996, №1, стр. 50.

²⁴ Дмитриев А.Н. Махатмы и наука о новых качествах Солнечной системы. Томск. 1995.

²⁵ Письма Махатм. 1993, с. 453.

У нас нет сомнений в том, что Кут Хуми имел в виду вспышку входящего в систему Сириуса белого карлика в момент пролета этой звездной системы близко от Солнца (глава 10). Показательно в этом отношении само смысловое построение ответа Кут Хуми. Из-за большого объема цитирования этого места письма ограничимся кратким изложением сути ответа.

Логика ответа такова. Сначала Махатма замечает, что температура поверхности Юпитера определяется не Солнцем, и источник энергии здесь иной. Потом переходит к звездному небу и говорит о том, что бесчисленное множество кажущихся неподвижными звезд скрывают от нас несколько Раджа-солнц, которые внезапно позволяют себя обнаружить. И лишь затем сообщает, что подобная Раджа-звезда находится позади Юпитера, и ее передвижением вызваны волнения атмосферы Юпитера и его красное пятно.

Приведенные Кут Хуми характеристики Раджа-звезды окончательно снимают наши сомнения относительно пролета Сириуса.

По современным астрономическим данным Сириус – это кратная система, состоящая из трех звезд (§10.2). Расстояние между двумя наблюдаемыми звездами системы: гигантом спектрального класса А1 (Сириус А) и белого карлика (Сириус В) составляет 18.5 а.е. или $3 \cdot 10^9$ км. Для справки заметим, что диаметр Юпитера $1.43 \cdot 10^6$ км. Т.е. система звезд Сириуса – это действительно свой «мир в тысячу раз больше Юпитера».

Известно, что блеск Сириуса В меньше, чем Сириуса А, в 10^4 раз, и он не виден невооруженным глазом. Поэтому если увеличить в 10000 раз блеск Сириуса В, его яркость станет такой как у Сириуса А. Но даже в этом случае он будет уступать по блеску большинству планет Солнечной системы, поскольку те имеют более высокую яркость.

В главе 10 показано, что вопреки существующим у астрономов взглядов система звезд Сириуса пролетела ~6000 лет назад на расстоянии ~150 а.е. от Солнца – «позади Юпитера». И в момент пролета Сириус В вспыхнул как новая звезда – «Раджа-звезда» в терминологии Кут Хуми, увеличив свой блеск до яркости Солнца. Эти события, как известно, нашли отражение во многих мифах и преданиях разных древних народов мира. А предки догонов даже наблюдали эту звезду 240 лет, пока она не скрылась из виду.

По-видимому, еще одну вспышку Сириуса В наблюдал Гиппарх. Но это было 2000 лет назад. Трудно сказать, видел ли кто-либо из Махатм обе эти вспышки Сириуса В, но то, что эту звезду сегодня «ни один из смертных не видел физическим глазом», не подлежит сомнению.

Рассуждаем далее. Данные климатологии допускают, что пролет Сириуса мог вызвать на Земле устойчивое повышение температур, длившееся ~1000 лет и получившее название голоценового климатического оптимума. Поэтому не исключено, что этот пролет мог вызвать нагрев и какие-то изменения на других планетах, в частности, на Юпитере. С учетом размеров этой планеты не удивительно, что после пролета Сириуса переход Юпитера в «нормальное» состояние требует большего времени, чем для Земли. Так

что отмеченное Кут Хуми быстрое изменение Юпитера представляется вполне закономерным.

Сведений о влиянии пролета Сириуса на другие планеты, кроме Земли, нет. Так что к словам Кут Хуми о появлении на Юпитере красного пятна в результате этого пролета необходимо относиться как к важной и ценной «подсказке». Тем более что причина образования пятна сегодня не известна.

Если бы факт пролета 6000 лет назад звезд Сириуса на близком расстоянии от Солнца и вспышка Сириуса В были известны В.А. Бронштэну и А.Н. Дмитриеву ранее, то ссылка на Раджа-звезду не привела бы этих специалистов в столь явное замешательство.

И, наконец, обратимся к третьему вопросу А.П. Синнетта о планетах.

11.8. Существование неоткрытых планет

Отвечая на вопрос, могут ли быть открыты в Солнечной системе еще какие-либо планеты, кроме уже известных астрономам, Кут Хуми без тени сомнения утверждает²⁶: «Они должны быть открыты. Ни все интрамеркуриальные планеты, ни те, что находятся на орбите Нептуна, еще не открыты, хотя их существование сильно подозревается. Мы <Махатмы> знаем, что такие существуют и где они есть; и что есть бесчисленные планеты «сгоревшие», говорят они <ученые>, в obscurации, говорим мы; планеты в стадии образования и еще не светящиеся, и т.д.».

Ранее, в связи с ответом на другой вопрос, Кут Хуми заметил²⁷: «Лишь одна планета до сих пор была открыта ими <учеными> вне солнечной системы, тогда как мы лишь с помощью нашего духовного обнаженного глаза знаем множество таковых. Каждая вполне созревшая солнце-звезда в действительности имеет, как и в нашей системе, несколько спутников-планет».

Комментируя вышеприведенную фразу, В.А. Бронштэн разъясняет, что Кут Хуми «имел в виду спутник Сириуса, который оказался, однако, не планетой, а небольшой, но массивной звездой – белым карликом».

Признав правоту Кут Хуми в отношении планеты Плутон, обнаруженной в 1930 году после длительных специальных поисков К.У. Томбо (1906–1997), В.А. Бронштэн полностью отрицает возможность открытия в Солнечной системе новых планет. По его мнению, если бы такие планеты существовали, то они непременно были бы уже обнаружены астрономами.

Нисколько не сомневаюсь, что Кут Хуми знает о наличии в звездной системе Сириуса планеты, о чем В.А. Бронштэн, судя по его высказыванию, даже не подозревает. Поэтому нет оснований, не верить Махатме, что ему известно о существовании планет и около других звезд.

После написания статьи В.А. Бронштеном прошло 15 лет. Поэтому интересно посмотреть, что изменилось в этом вопросе за истекшее время.

²⁶ Там же, с. 456.

²⁷ Там же, с. 450.

Так вот, на начало 2009 года уже обнаружены планеты, и даже системы планет примерно у 350 звезд нашей и других галактик. И число звезд, обладающих такими «экзопланетами», с каждым годом быстро увеличивается²⁸.

Иное дело наша Солнечная система. В главе 5 показано, что в Солнечной системе процессы аккумуляции вещества не прекращаются и поныне. Вследствие квазипериодически повторяющихся бомбардировок Солнечной системы галактическими кометами, околосолнечное межпланетное пространство циклически пополняется новыми кометообразными телами, которые в процессе своего роста в принципе могут достичь планетных размеров.

В связи с вопросом об открытии в Солнечной системе ранее неизвестных планет, можем сообщить, что ситуация здесь на сегодня такова.

Начиная с 1977 года было известно, что за орбитой Юпитера на расстоянии $R = 13.7$ а.е. от Солнца находится только одно крупное планетарное тело – Хирон, диаметром ~ 300 км.

К середине 1990-ых годов была открыта группа Кентавров из 20 таких тел с радиусами орбит $13 < R < 24-85$ а.е. А начиная с 1992 года в области транснептуновых расстояний 35–50 а.е. от Солнца – поясе Койпера, стали быстро открывать другие крупные объекты. К середине 2000 года тел диаметром $\sim 500-800$ км стало известно уже около 300. Из них примерно 2/3, находящихся на расстоянии 40–50 а.е., отнесли к поясу Койпера, а примерно 1/3 назвали «плутино». Их большие полуоси орбит такие же как у Плутона ($R = 39.5$ а.е.), а периоды обращения вокруг Солнца находятся в резонансе 3:2 с орбитальным периодом Нептуна. По имеющимся оценкам²⁹ в поясе Койпера сегодня находится $\sim 7 \cdot 10^4$ объектов диаметром более 100 км.

Для систематизации этих открытий в 2006 году рабочей группой Международного Астрономического Союза наиболее крупные из тел диаметром ≥ 1000 км выделены в класс карликовых планет. К ним отнесены Цера (975–909 км), Плутон (2306 км) и Эрида (2400 км), а также 9 кандидатов, открытых после 2003 года, с диаметрами от 900 до 2500 км.

Чем это не подтверждение правоты Кут Хуми? И какие нужны еще доказательства, что Махатмы действительно владеют Знаниями, опережающими уровень развития современной науки?

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Как это не выглядит антинаучным, в споре В.А. Бронштэна с Л.В. Шапошниковой правой оказывается вторая. Однако очевидно и то, что высказывания Махатм наукой, в полном смысле этого слова, считать нельзя. Махатма Кут Хуми бесспорно демонстрирует Знание, но знание иного рода. Пожалуй, более точно нежели «надчеловеческим» или «божественным» его не назовешь.

²⁸ <http://exoplanet.eu/catalog.php>.

²⁹ <http://astronet.ru/db/msg/1215246>

Упомянув источник поразительных научных познаний Махатм, Кут Хуми неоднократно подчеркивает, что в основе их Знаний лежат «плоды тысячелетних опытов и наблюдений»³⁰. В другом месте Кут Хуми в качестве информационного канала указывает на использование им некоего «духовного обнаженного глаза». Подчеркивая важность этого канала, Махатма пишет³¹: «Халдеи, также как наши древние Риши, не имели ни ваших телескопов, ни фотометров, но, однако, их астрономические предсказания были безупречны», а ошибки меньше, чем у современных астрономов.

Приведенные в настоящей книге материалы, обосновывающие галактоцентрическую парадигму, а также явление струйного истечения из центра галактик газопылевого вещества, представлявшиеся мне ранее новыми, на проверку оказались известными. Правда, известными в теософии и лишь в форме эзотерического «божественного» знания.

Должен отметить, что процесс проникновения идей галактоцентрической парадигмы и ее следствий в современную науку происходит трудно, причем идет в условиях постоянного и жесткого их неприятия.

Согласно Учению Живой Этики, способности людей к постижению Истины безграничны. Однако далеко не вся и не всякая научная информация может быть людьми добыта и усвоена. Путь к Знанию обязательно лежит через духовное развитие человека.

Адресуясь, прежде всего, к ученым, Махатмы с горечью восклицают³²: «Если бы вы знали, сколько усилий потрачено за последнюю четверть века, чтобы дать человечеству хоть крупицу Истины, и как мало оно приняло. Люди всего мира готовы к высшей жизни, но отвергают все, ведущее к ней, как нечто, не имеющее ценности».

Таким образом, на примере одного из писем Махатм мы убедились в существовании еще не востребованного людьми надчеловеческого Знания. В наиболее полном виде это Знание сосредоточено в книгах: «Письма Махатм», «Тайная Доктрина» и «Агни Йога» (1920–1938). Эти книги очень непросты для усвоения с позиций современной науки. Однако нет сомнений, что содержащиеся в них сведения обязательно найдут своих адресатов, которые окажутся способными преобразовать эту трудно понимаемую пока большинством ученых информацию в общедоступное научное знание.

И. Канту (1724–1804) принадлежат слова: «Две вещи наполняют мой дух вечно новым и постоянно возрастающим изумлением и благоговением – звездное небо над нами и нравственный закон внутри нас».

Эти слова крайне близки и автору данной книги.

³⁰ Письма Махатм. 1993, с. 444.

³¹ Там же, с. 451.

³² Учение Жизни (на основе Посланий Учителей). 2000. с. 154.

ГЛАВА 12

ПЕРЕСМОТР ОСНОВ КОСМОЛОГИИ

Пока спиральные ветви остаются необъясненными, невозможно чувствовать доверие к любым предположениям и гипотезам, касающимся других особенностей галактик, которые кажутся более легко поддающимися объяснению.

Дж. Джинс

Мы не знаем феноменов в природе совершенно не связанных с магнетизмом или электричеством. Ибо где есть движение, тепло, трение, свет, там магнетизм и его следствие электричество всегда да обнаруживается, как причина либо следствие, или же, скорее, как оба.

Письма Махатм (1882)

Эпиграфами к главе служат две цитаты. Первая является отправным мотивом постановки задач данной книги и принадлежит выдающемуся английскому астрофизику Дж. Джинсу (Jeans, 1929). Вторая – Махатме Кут Хуми, владеющему надчеловеческим знанием (см. главу 11).

Философский смысл высказывания Дж. Джинса вполне очевиден: нельзя брать за решение легких научных вопросов, не решив главные. Суть утверждения Махатмы также ясна – в природе нет динамических явлений, где бы ни участвовали электромагнитные силы.

К каким пагубным следствиям ведут ошибочные взгляды на природу спиральности галактик – ключевой, по мнению Дж. Джинса, проблемы физики этих звездных систем, мы рассмотрели в начальных главах книги.

Нами убедительно показано, что у спиральных галактик имеется не одна, а, по крайней мере, две системы ветвей различной природы: одна с архимедовым, а другая с логарифмическим типом закрученности спиралей.

Первая представлена струйными потоками газопылевого вещества, истекающего из ядерного диска галактик, а вторая вызвана спецификой конфигурации галактического электромагнитного поля. Ветви разных типов не всегда лежат в одной плоскости и своим возникновением, как мы полагаем, обязаны сохранению механического (струйные потоки) и магнитного (логарифмические спирали) моментов вращения галактик в процессе эволюции.

Следует подчеркнуть, что явление струйного истечения было теоретически обосновано Джинсом в 1929 г., а еще ранее в 1900 г. фактически обнаружено в Галактике Я. Каптейном (см. главу 2). Однако из-за ошибочности взглядов астрономов на природу галактик реальность этого явления до

сих пор упорно не признавалась. По той же причине отвергался и факт наличия у галактик спиральных ветвей электромагнитной природы.

Нами вскрыта недопустимая упрощенность существующих взглядов на галактики. Свойства этих систем не оставляют сомнений в том, что наиболее адекватной моделью галактик является широко известная в астрофизике модель эволюционирующей звездной изотермической сферы (см. главу 3).

Из модели следует, что галактики – это не сгустки разлетающейся после взрыва Вселенной материи, на 95% состоящей из неизвестного науке вещества, а огромные эволюционирующие квазисферические звездные системы, переживающие стадию активного звездообразования. Их размеры не ограничиваются центральной зоной, где сосредоточены звезды высокой яркости, а в десятки раз больше ее радиуса. Основную массу как спиральных, так и эллиптических галактик составляют давно проэволюционировавшие мало массивные звезды, слабо проявляющие себя в излучении.

Другим важным следствием модели является вывод о том, что в центральной области галактик происходит взрывная переработка старых звезд в пыль и газ. При этом газопылевое вещество не заглатывается черной дырой в галактическом центре, а преимущественно накапливается в ядерном диске звездной системы. У спиральных галактик это вещество в виде струйных потоков истекает из диска и, распространяясь в галактической плоскости, конденсируется в плотные облака, кометы и звезды. Эти процессы резко усиливаются в местах пересечения струйных потоков с галактическими электромагнитными ветвями. Новообразованные звезды и кометы частично остаются в галактике, а частично, выбрасываются в межгалактическое пространство, поддерживая общий круговорот вещества во Вселенной.

В предыдущих главах при обосновании галактоцентрической парадигмы мы обходили молчанием электромагнитные свойства галактик. Однако, как справедливо указывает Махатма Кут Хуми, в природе не существует динамических явлений без участия электромагнитных сил. Важную роль эти силы играют и в масштабах всей Вселенной. Не претендуя на охват всех проблемных вопросов, ниже остановимся на рассмотрении некоторых следствий электромагнетизма галактик, представляющихся наиболее важными.

12.1. Проблема радиоизлучающих джетов

Наблюдения галактик в радиодиапазоне показали, что у примерно 10% ярких эллиптических галактик, квазаров, а также галактик с активными ядрами (блазары, сейфертовские и N-галактики и др.) имеются протяженные сильно радиоизлучающие компоненты, получившие название джетов. Размеры компонент составляют $10\div 100$ кпк. Чаще всего наблюдаются два таких компонента, которые располагаются более или менее симметрично по обе стороны от родительской галактики и обычно отстоят от нее на расстояния в несколько мегапарсек.

Многие джеты имеют сложную структуру, в которой выделяется система более ярких областей радиоизлучения. В ряде случаев отмечается удаление джетов от центра галактики со сверхсветовой скоростью, причем разной для правого и левого джета.

Радиоизлучение джетов имеет синхротронную природу и создается в основном легкими заряженными частицами (электронами и позитронами) с энергией $\varepsilon \geq 10^9$ эв в магнитном поле напряженностью $H = 10^{-4} - 10^{-6}$ Э. Сегодня синхротронный механизм излучения частиц в джетах не подлежит сомнению, являясь твердо доказанным фактом (Физика космоса, 1986).

Иное дело – происхождение самих джетов. Несмотря на все усилия, предпринятые за истекшие 40 лет с момента обнаружения данного феномена, вопрос о природе джетов и механизме их образования остается проблемным (Товмасын, 1986; Бегелман и др., 1987; Брайдл, Перли, 1987; и др.).

Имеются три основные группы моделей, объясняющих природу джетов (Пахольчик, 1980): 1) модель плазмоида, 2) модель, включающая массивный объект, и 3) модель с непрерывной подкачкой энергии в форме волновых или релятивистских потоков.

Согласно модели плазмоида, джеты представляют собой сгустки замagnetизированной плазмы с вмороженными в нее релятивистскими частицами, которые многократно выбрасываются из центра галактик. Основные трудности модели состоят в объяснении источника восполнения энергии релятивистских электронов, расходуемой на синхротронное излучение, а также отсутствия торможения плазмоида и его расширения со временем.

В моделях с массивными объектами поставщиком энергии излучения электронов считается находящийся в джете массивный объект (обычно черная дыра). В этой модели остаются необъяснимыми причины одновременного выброса массивных объектов в обе стороны от галактики. А также излучение джетов в радиодиапазоне вместо рентгеновского или оптического диапазонов, которые свойственны излучению черной дыры.

Третий класс моделей предполагает непрерывную подкачку энергии и импульса в джет из центральной области родительской галактики. В первых моделях их носителем считались низкочастотные электромагнитные волны большой амплитуды, а в более поздних – поток горячего (релятивистского) газа. Эти модели также не лишены многочисленных трудностей. Они не в состоянии объяснить S-образную форму некоторых радиоисточников, существование многокомпонентных джетов, а также специфические поляризационные характеристики излучения джетов и ряд других вопросов.

Тем самым, во всех моделях предполагается, что сами джеты и энергия, необходимая для поддержания в них излучения электронов, поступают из компактной области, расположенной в ядре родительской галактики. Однако приходится констатировать, что физические механизмы как выброса джетов, так и передачи в них энергии не поддаются объяснению.

12.2. Природа протяженных радиоисточников. Двухсторонние джеты

Нами предложено иное объяснение природы джетов. Мы полагаем, что интенсивно излучающие в радиодиапазоне протяженные компоненты квазаров, блазаров, сейфертовских и N-галактик, а также крупных эллиптических и спиральных галактик в действительности представляют собой поперечные сечения витков электромагнитных спиралей, в которых космическая плазма ускоряется до релятивистских энергий (Баренбаум, 2007а).

Наличие таких спиралей совершенно нормальное для галактик явление, вызванное генерацией ими электромагнитного поля на определенной стадии эволюции, когда вследствие гравитационного сжатия этих систем в них начинают активно протекать процессы вторичного звездообразования.

Чаше всего имеются две электромагнитные спирали, которые берут начало в быстро вращающейся центральной области галактик и далеко выходят за видимые границы звездных систем. В спиральных существуют продольное электрическое (противоположно направленное в разных спиральных) и аксиальное магнитное поля. Взаимная конфигурация полей такова, что силовые линии последнего как бы навиваются на силовые линии первого.

Ускоренные электрическим полем до релятивистских энергий легкие заряженные частицы (электроны), пересекая магнитные силовые линии, испускают синхротронное излучение в направлении своего движения в узком конусе углов. Максимум интенсивности их излучения приходится на радиодиапазон. Потери энергии частиц на излучение компенсируются их ускорением продольным электрическим полем спиралей. Заряженные частицы возникают в результате ионизации нейтральных атомов космической плазмы, а также попадают в спирали из окружающего галактику пространства.

Поскольку электрическое поле в разных спиральных имеет противоположные знаки, излучение ускоряемых этим полем электронов наблюдается обычно либо справа, либо слева от центральной галактики.

Обоснуем наши выводы о спиральном строении джетов радиогалактик данными фактических наблюдений (Macdonald et al., 1968) и теорией синхротронного излучения (Гинзбург, 1981; Физика космоса, 1986).

Предварительно заметим, что если указанное спиральное электромагнитное поле существует, то, в соответствии с теорией синхротронного излучения, на наблюдаемую интенсивность излучения частиц должны оказывать влияние как физические условия в спиральных (напряженность магнитного и электрического полей, число излучающих электронов, их энергия и степень упорядоченности движения в спиральных). Так и условия регистрации самого излучения, включающие наклон плоскости спиралей к лучу зрения наблюдателя и возможности приемной аппаратуры (частота регистрируемого излучения и разрешающая способность детектора и т.п.).

Наиболее важна ориентация спиралей. Так как движение заряженных частиц в спиральных носит хорошо упорядоченный характер, а сами частицы излучают в узком конусе с углом раствора $\vartheta \sim mc^2/\varepsilon$ (где c – скорость света;

m и ε – масса и энергия электрона) в направлении своей мгновенной скорости. Это излучение обнаруживается лишь у галактик, спиральная плоскость которых повернута ребром к наблюдателю, и лишь в виде системы отдельных уярчений («узлы», «плазмоны», «джеты» и т.п.) – поперечных сечений отдельных спиральных витков.

На рис. 102–106 в качестве примера выполнена интерпретация спиральной моделью карт изофот пяти протяженных внегалактических радиоисточников (Macdonald et al., 1968) на частоте 408 МГц, достаточно удобной для нашего анализа. Все радиоисточники характеризуются наличием от четырех до пяти вполне выраженных отдельных максимумов, и могут быть отождествлены с оптическими галактиками разных известных типов.

Тип центральной галактики, а также общая протяженность излучающей области джетов в линейной мере, установленная на основании удаления от нас родительской галактики, приведены в табл. 44.

Таблица. 44. Отождествление радиогалактик

Радиоисточник	Родительская галактика	Удаление
3C 46	Красная галактика	630 Мпк
3C 61.1	Галактика, $\sim 19.5^m$	630 Мпк
3C 184.1	Красная галактика, $\sim 17^m$	270 Мпк
3C 234	N-галактика, очень голубая, 17.5^m	490 Мпк
3C 284	Красная галактика, 18.5^m	450 Мпк

Интерпретируемые карты изофот приведены на рисунках под шифром (а). Вверху, шифр (б), показаны профили радиоизофот вдоль линии максимумов, обозначенной на карте (а) пунктиром. Внизу в проекции на плоскость чертежа дана (в) спиральная интерпретация излучающей области галактик в виде куста из двух архимедовых ветвей с противоположной ориентацией продольного электрического поля. Так как синхротронное излучение регистрируется лишь от участков спиралей, где частицы движутся почти строго на наблюдателя, излучающие витки одной спирали наблюдаются исключительно справа от галактики, а второй – слева (короткие стрелки).

Положение родительской оптической галактики с учетом возможных ошибок обозначено на рисунках (а) крестиками. Кругом показано положение центральной галактики, установленное на основании построений (в).

Совпадение фактического и найденного положений родительской галактики вполне удовлетворительное. Признать его случайным для всех пяти галактик не представляется возможным. Поэтому данное согласие может расцениваться не только как свидетельство правильности отождествления нами оптической галактики, но и правильности физической интерпретации изофот этих радиоисточников двуспиральной моделью.

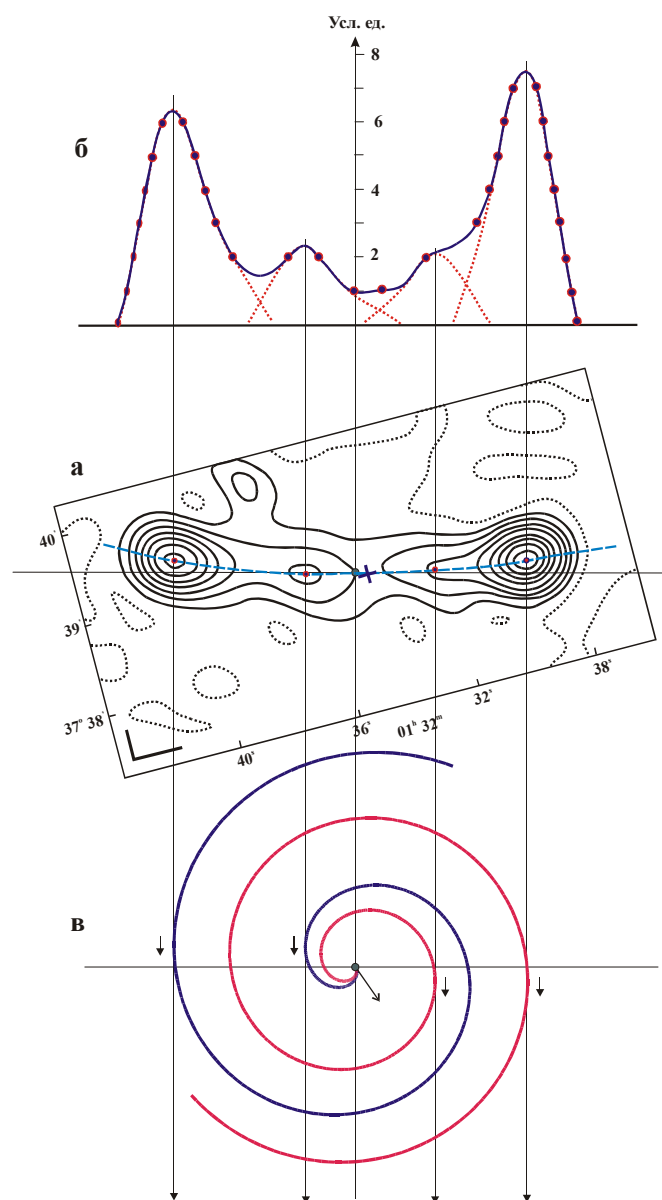


Рис. 102. Радиогалактика 3C 46.
Здесь и далее все объяснения в тексте

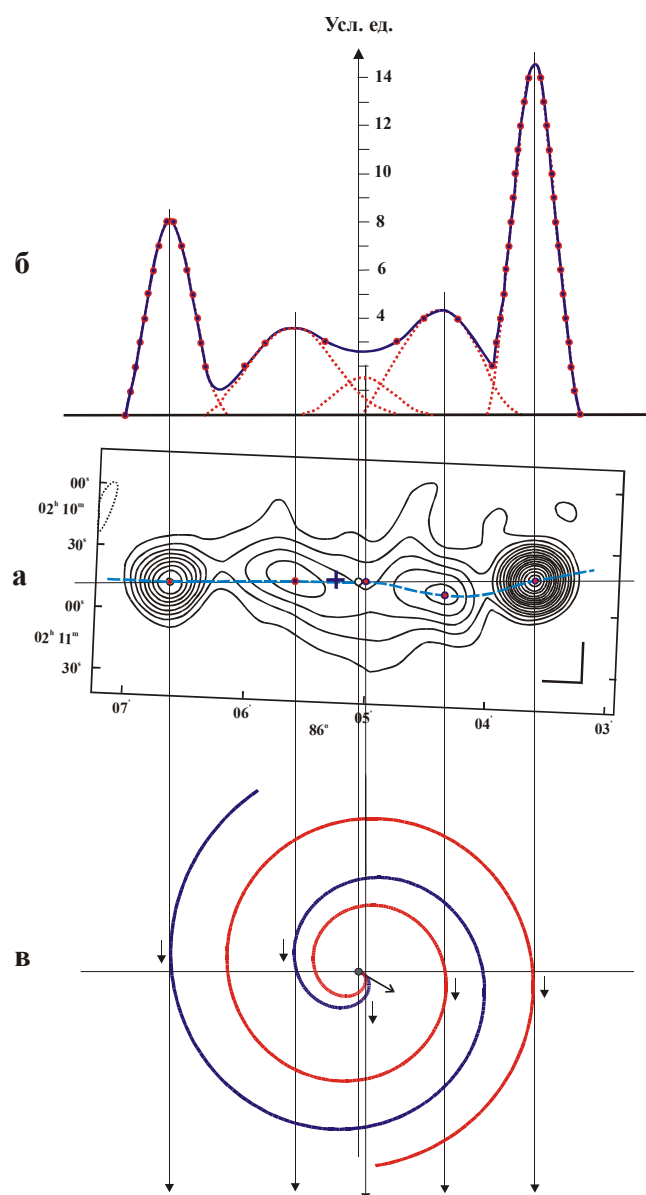


Рис. 103. Радиогалактика 3C 61.1

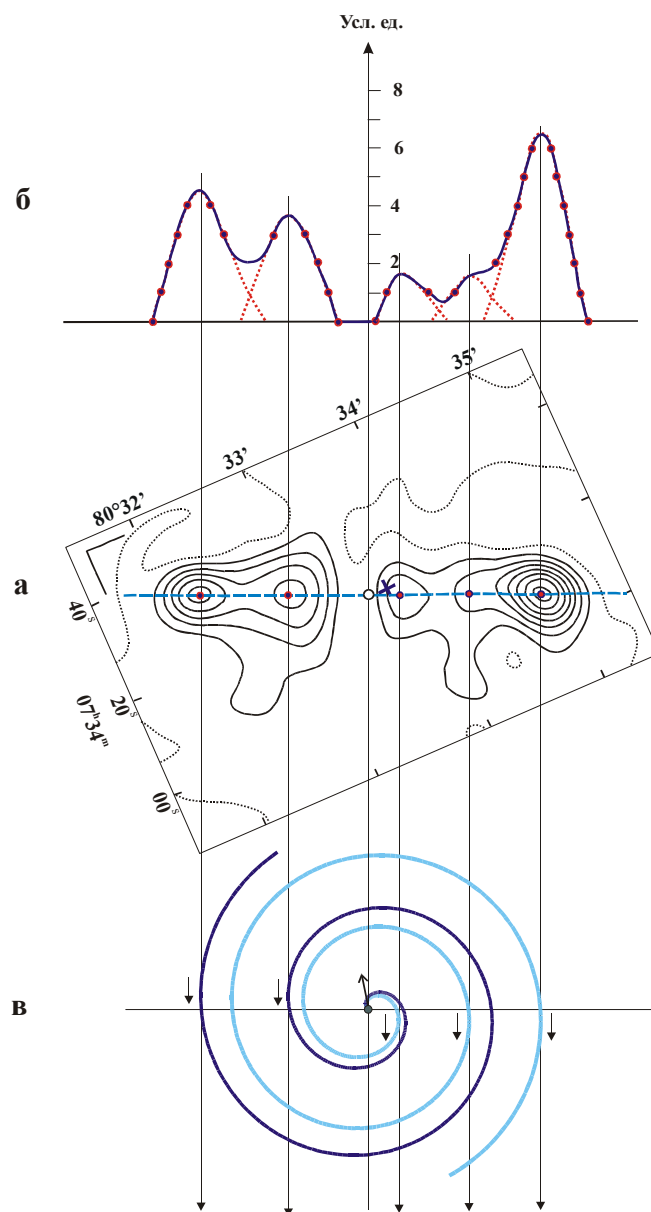


Рис. 104. Радиогалактика 3C 184.1.

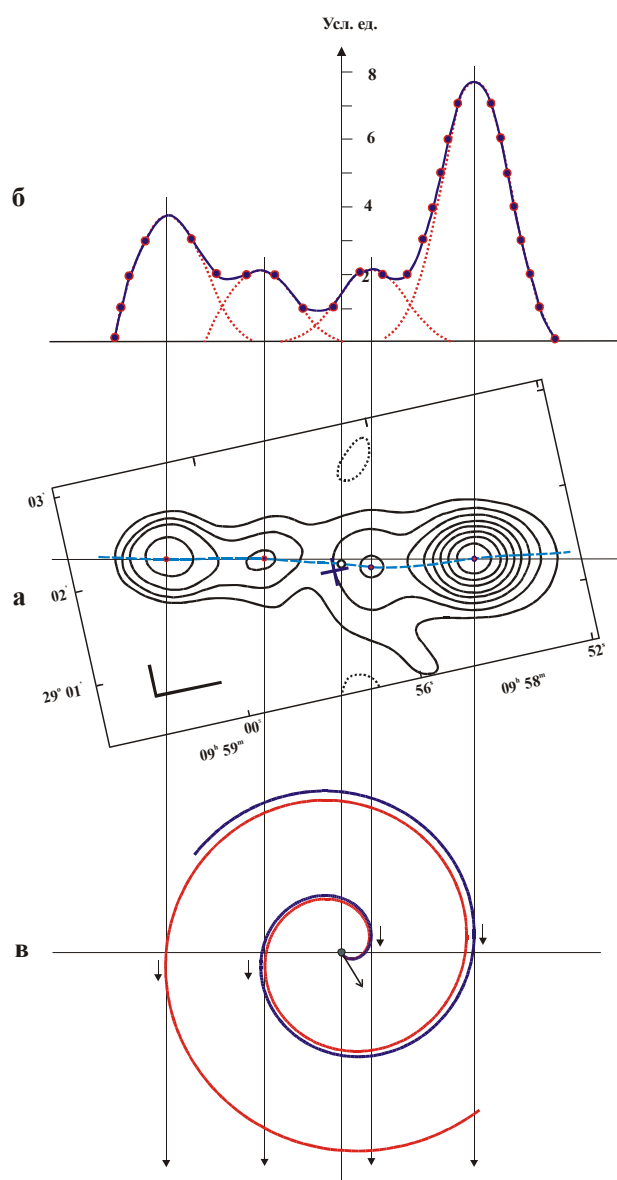


Рис. 105. Радиогалактика 3C 234

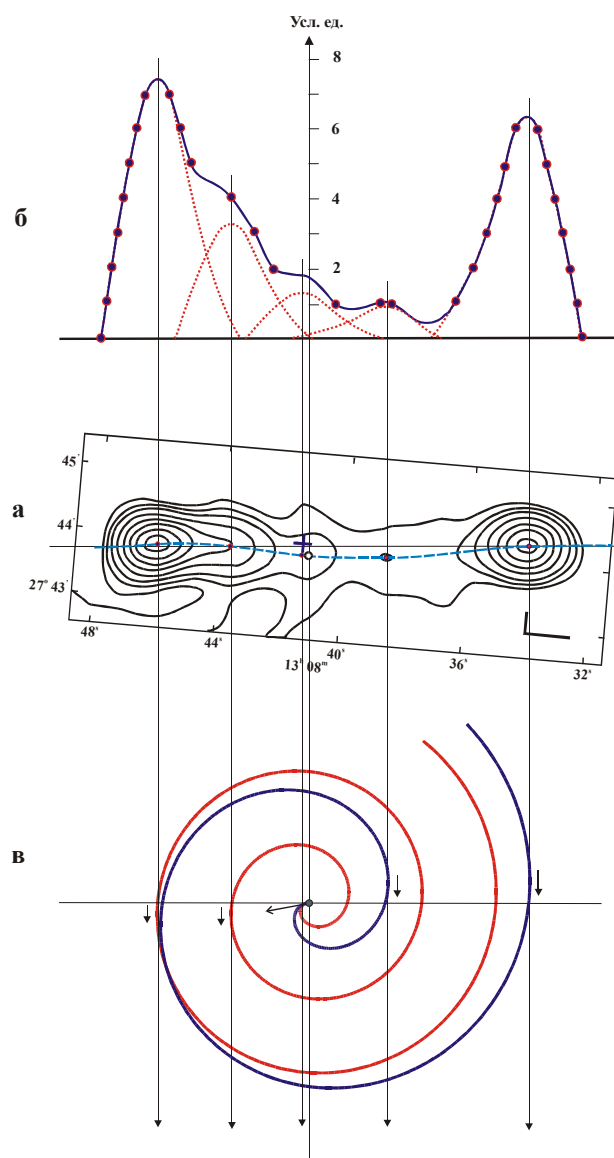


Рис. 106. Радиогалактика 3C 284

Профили радиоизотоп (б) на рис. 102–106 позволяют заключить, что, обладая узкой диаграммой излучения, электроны в спиральных характеристиках очень высокой упорядоченностью движения. Поэтому если ток электронов в спиральных составляет с лучом зрения наблюдателя угол больше некоторой величины ξ , их синхротронное излучение не фиксируется вообще.

Величину угла ξ можно оценить, исходя из распространенности галактик с джетами и без них. Известно, что основные типы молодых галактик по отношению к радиоизлучению встречаются в «сильно» и «слабо» радиоизлучающих формах. В классе квазаров эти формы получили даже собственные названия. Объекты с радиоджетами названы квазарами, а без них – квазагами (Физика космоса, 1976). Доля первых составляет $\eta \sim 2\text{--}5\%$ от всех объектов данного класса. Полагая ориентацию галактик случайной, средний угол раствора диаграммы направленности составит $\xi = \eta \cdot 180^\circ \approx 4\text{--}10^\circ$.

Излучение отдельных витков в направлении вдоль и поперек спиральной плоскости может иметь некоторую асимметрию. Интенсивность излучения витков со стороны их внешнего края обрывается резче, чем с их внутренней стороны. В наших примерах эта асимметрия наиболее сильно выражена у радиоисточников 3С 46 и 3С 284.

Другая особенность связана с тем, что некоторые витки не лежат в одной спиральной плоскости, либо сама плоскость искривлена. Этот факт наиболее принципиален для радиогалактик 3С 234 и 3С 284, характеризующихся близким расположением спиральных витков с разным направлением электрического поля. Вследствие этого обстоятельства диаграммы направленности разных витков могут несколько отличаться, что должно отражаться на интенсивности регистрируемого излучения.

Спиральную конструкцию радиогалактик удобно анализировать на графике в полярных координатах (рис. 107). Обе ветви здесь изображаются двумя лучами, выходящими под разными углами из одной точки. Лучи описываются уравнением архимедовой спирали $R(\varphi) = \rho(\varphi - \varphi_0)$. Параметр ρ имеет физический смысл $\rho_i = c/\omega_i$, где c – скорость света, ω_i – угловые скорости вращения областей предполагаемого бара, откуда начинаются спиральные ветви. Фаза φ_0 , задающая положение точки ветвления спиралей на оси абсцисс, определяется углом поворота бара к лучу зрения наблюдателя. Мы также полагаем, что электроны в «слабо» закрученной ветви движутся по направлению к галактике, а в «сильно» закрученной ветви – от нее. Положительные ионы движутся, соответственно, в противоположную сторону.

Приведенные рисунки дают основания полагать, что обе спиральные ветви берут начало в разных участках прецессирующего одностороннего бара, а оканчиваются за крайними излучающими витками до завершения спиралью следующего полного оборота. Вследствие вращения оси бара, по-видимому, в 3-х плоскостях, скорости ω_i не совпадают с угловой скоростью ω_0 вращения бара вокруг оси, перпендикулярной плоскости спиралей.

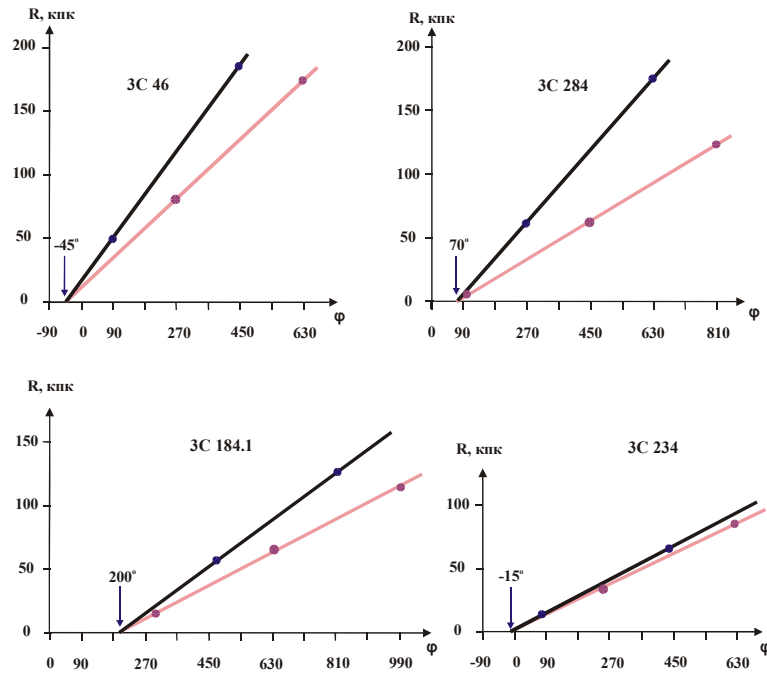


Рис. 107. Спиральное строение радиоисточников в полярной системе координат. Вертикальная стрелка с цифрами – угол поворота бара к лучу зрения на рис. 102–106-в. Положительным принято вращение бара по часовой стрелке.

Параметры закрученности ρ обеих ветвей отличаются не более чем в 2 раза. Величина ρ спиралей отвечает периодам вращения бара $(1.2\text{--}4.0) \cdot 10^5$ лет. Такие периоды вращения наблюдаются в центральной кротовой области спиральных и эллиптических галактик (Воронцов-Вельяминов, 1978). Отсюда можно предположить, что электромагнитные спирали берут начало из ядра звездных систем. В пользу этого вывода говорит и близость параметров закрученности спиралей у радиогалактик нашей выборки.

Построения рис. 107 служат доказательством того, что электромагнитное поле спиралей имеет волновую природу. При этом величина параметра ρ_i ветвей соответствует радиусу светового цилиндра, на котором перемещение силовых линий поля происходит с фазовой скоростью, равной скорости света. На больших расстояниях от центра галактики $R > \rho_i$ эта скорость становится сверхсветовой. Релятивистские электроны не успевают за перемещающимся полем, пересекают его магнитные силовые линии и синхротронно излучают в направлении своего движения.

Максимум интенсивности их синхротронного излучения соответствует частоте (Гинзбург, 1981):

$$\nu_m = 1.2 \cdot 10^6 \cdot H_{\perp}^2 (\varepsilon/mc^2)^2, \quad (12.1)$$

где H_{\perp} – напряженность аксиального магнитного поля в спиральных. При типичных значениях напряженности поля $H_{\perp} = 10^{-6} - 10^{-4}$ Э и энергии $\varepsilon \geq 10^9$ эв излучение электронов приходится на радиодиапазон частот.

Мощность синхротронного излучения частицы составляет

$$\partial\varepsilon/\partial t = 10^{-3} H_{\perp}^2 (\varepsilon/mc^2)^2 \quad (12.2)$$

Потери энергии на излучение компенсируются ускорением электронов в спиральных продольным электрическим полем под действием силы $eE_{||}$, где $E_{||}$ – напряженность продольного электрического поля.

Во внешних спиральных витках эффективность ускорения электронов снижается, и они не успевают ускоряться электрическим полем спиралей. Поэтому далекие от центра спиральные витки – узлы джетов, обеднены (Пахольчик, 1980; Товмасян, 1986) частицами наиболее высоких энергий. На еще большем удалении от центра, где плотность энергии электромагнитного поля сравнивается с плотностью энергии присутствующей в спиральных космической плазмы, спирали прекращают свое существование.

Укажем еще на один важный эффект, наблюдаемый у быстро вращающихся объектов. Если угловая скорость вращения бара ω_0 велика, тогда поочередно то справа, то слева от объекта появляются новые излучающие витки, которые, меняя интенсивность, движутся вместе с уже существовавшими витками к периферии со скоростью $v_i \approx c \cdot (\omega_0/\omega_i)$, отличающейся у спиралей с различными параметрами закрученности p_i . Через период времени $T_0 = 2\pi/\omega_0$ картина почти полностью повторяется.

Примеры таких объектов обсудим позже, а пока обратимся к рассмотрению протяженных радиоисточников иной спиральной конструкции.

12.3. Спиральное строение выброса галактики М 87

Сильно излучающий выброс галактики М 87 (Дева А, NGC 4486) был обнаружен в 1918 году астрономом Г. Картисом, а мощное радиоизлучение выброса впервые было замечено в 1948-1949 годах. В 1954 году В. Бааде и Р. Минковский, одними из первых установив в структуре этого объекта цепочку узлов с повышенной интенсивностью излучения, применили к нему термин «струйный выброс», который позднее стал общепринятым.

К настоящему времени сильное излучение выброса М 87 наблюдается в широком интервале длин волн от радио- до гамма-диапазона. Излучение приходит из системы узлов (рис. 108), положение которых по данным разных авторов приведены в табл. 45. Определены размеры и тонкая структура узлов, а также измерены степень поляризации и интенсивность их оптического и радиоизлучения. Сегодня не вызывает сомнения, что излучение выброса в радио и оптическом диапазонах имеет синхротронную природу.

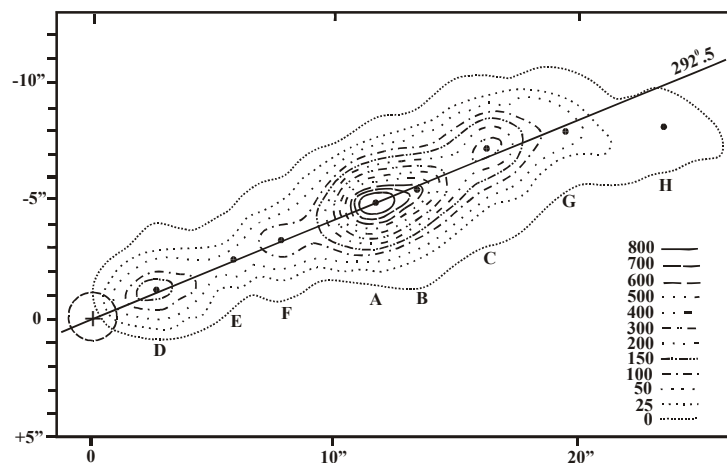


Рис. 108. Карта радиоизофот выброса галактики М 87 (Физика космоса, 1986). Разными линиями обозначена интенсивность излучения в указанных величинах. Точками показаны положения узлов яркости, выделяемых большинством авторов (табл. 45). Буквы – обозначения узлов. Крестик в круге слева – положение центра галактики М 87. Прямая линия – ось выброса.

Таблица 45. Расстояние узлов выброса от центра М 87 (угловые секунды)

Узлы	Год наблюдения			
	1964 [1]	1974 [2]	1976 [3]	1988 [4]
D	2.70±0.13	3	2.74±0.14	2.96
E	5.9	6.2	5.21±0.28	5.55
F	8.15±0.24	8.5	8.28±0.25	8.14
I	10.47±0.20			
A	12.18±0.16	12.6	11.75±0.15	12.21
J	13.20±0.12			
B	14.31±0.28	14.9	13.96±0.35	14.06
C	17.52±0.37	17.8	17.23±0.35	17.39
G	20.03±0.26	20.6		19.98
H	23.87	24.8		

Ссылки на работы: 1. Vaucouleurs, Nieto (1979); 2. Wilkinson (1974); 3. Макаров, Решетников (1990); 4. Pflieger (1988).

С увеличением частоты диаметр уярчений растёт. Их размер на половине высоты поперек выброса в оптическом диапазоне составляет 0.3–0.4", а в радиодиапазоне 1.5–2.0" (Курильчик, 1979). Положения отдельных узлов (в частности H, C, G и B) на разных снимках сдвигаются от 0.2" до 1.0" как

вдоль (Vaucouleurs, Nieto, 1979), так и поперек (Макаров, Решетников, 1990) оси выброса. Сильно излучающий центр выброса (узел А) обладает сложной структурой и согласно данным Г. Вакулера и Д. Ньето имеет два побочных уярчения, положения которых также приведены в табл. 45.

Прилагались немалые усилия объяснить происхождение выброса М 87 в виде испущенной галактикой струи вещества (Felten, 1968; Felten et al., 1970; Okoye, 1973; Курильчик, 1979; и др.). Однако эти попытки нельзя признать успешными.

Согласно развиваемым нами представлениям, данный объект никак не является «струей», а представляет собой наблюдаемый с ребра спиральный сгусток быстро вращающейся замагниченной плазмы, выброшенный из ядерного диска галактики М 87. Своим строением он лишь незначительно отличается от конструкций радиогалактик, приведенных на рис. 102–107.

Для обоснования этого вывода обратимся к данным рис. 109, где приведено распределение интенсивности излучения вдоль профиля выброса, проходящего через все узлы на карте радиоизотопов рис. 108. Внизу предложена интерпретация этого распределения суперпозицией максимумов гауссовой формы. Амплитуды и ширина максимумов подобраны так, чтобы наилучшим образом аппроксимировать профиль радиоизлучения выброса.

Полагая, что каждый максимум является поперечным сечением витков спиралей – «трубок тока», двигаясь по которым легкие заряженные частицы излучают в сторону наблюдателя, приходим к конструкции выброса, показанной на рис. 109-б. В отличие от рассмотренных ранее радиогалактик, где излучают электроны, излучение выброса создают как электроны, так и позитроны. Те и другие, очевидно, образуются непосредственно в спиральных и ускоряются там же электрическим полем до релятивистских энергий.

В нашей модели (рис. 109-б) выброс представлен двумя кустами архимедовых ветвей, которые выходят из концов двухстороннего бара. Узлы I-B-F и I-C-D образуют один куст спиралей, а узлы J-E-H и J-F-G – другой. Узел F может быть отнесен к обоим ветвям. Ось бара повернута к лучу зрения наблюдателя на угол $\sim 70^\circ$. Бар наклонен к плоскости выброса, показанной на рис. 108 прямой линией. Плечо бара A-I приподнято, а плечо A-J опущено относительно этой плоскости. С учетом данных (Owen et al., 1980; Макаров, Решетников, 1990) ветвь I-C-D расположена над плоскостью выброса, ветвь J-E-H – под ней, а ветвь J-F-G лежит в самой этой плоскости.

Интенсивность радиоизлучения спиралей плеча A-I выше, чем у спиралей плеча A-J. При этом с удалением от центра выброса интенсивность излучения витков ветвей I-C-D и J-F-G меняется обратно пропорционально их расстоянию от центра выброса (см. рис. 109-а).

Согласно наблюдениям узлы I и J, лежащие по разные стороны плоскости выброса, обнаруживают изменение направления линейной поляризации (Felten, 1968). Степень линейной поляризации оптического и радиоизлучения выброса высока. В отдельных узлах она достигает 15–17% и более

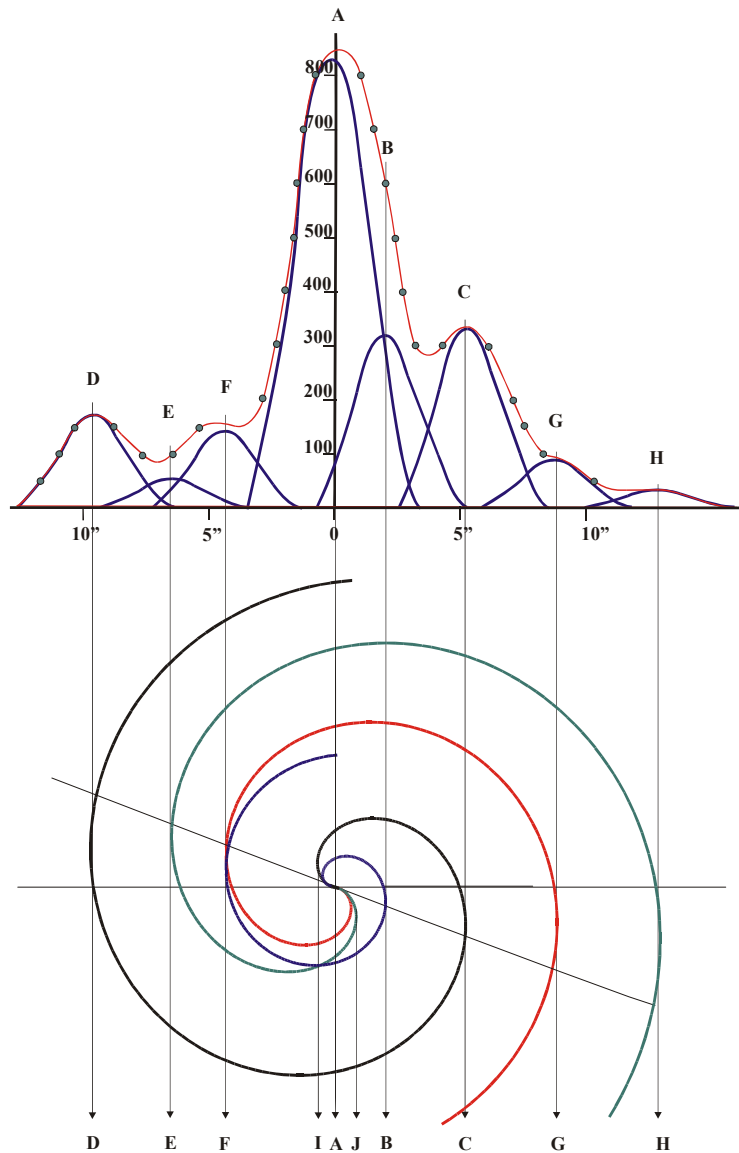


Рис. 109. а) Распределение радиоизлучения вдоль оси выброса М 87 и его представление суперпозицией максимумов интенсивности; б) спиральная интерпретация строения выброса в предположении, что каждый узел представляет собой поперечное сечение электромагнитных спиралей, по которым излучающие частицы движутся строго в направлении наблюдателя.

в радио и 20–30% в оптическом диапазоне. Угол поляризации радиоизлучения в узлах F, B и G больше, чем в соседних узлах A, C и H (Курильчик, 1979a). По данным (Schmidt et al., 1978) за счет фарадеевского вращения величина позиционного угла в узлах F, A, B, C и G в радиодиапазоне систематически отличается от оптического диапазона в среднем на угол 75° .

Изменения позиционного угла линейно поляризованного излучения отдельных узлов в нашей модели объяснимы как числом частиц и напряженностью магнитного поля в самих спиральных, так и условиями прохождения излучения внутренних витков через внешние витки спиралей.

Рядом авторов оценена напряженность магнитного поля в узлах выброса. Поперечная компонента поля найдена равной $H_\perp \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-5}$ эрстед (Turland, 1975), а продольная $H_\parallel \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ эрстед (Schmidt et al., 1978).

В соответствии с нашей моделью вся четырех спиральная электромагнитная конструкция быстро вращается вокруг центра выброса – узла A. Период вращения может быть оценен из формулы $T = 2\pi/\omega$.

При расстоянии до галактики 12.6 мпк параметры закрученности спиралей равны: $\rho_{ID} = 540$ пк/2 π , $\rho_{IF} = 250$ пк/2 π , $\rho_{IG} = 470$ пк/2 π , $\rho_{IH} = 700$ пк/2 π . Отсюда периоды вращения составят 750–2100 лет. Поэтому за десятки лет наблюдений изменение положение узлов можно инструментально заметить. Наиболее быстро оно меняется у внешних спиральных витков. Хотя точность измерения положений узлов выброса невысока, наблюдения подтверждают этот вывод, по крайней мере, для витка H (Курильчик, 1979a).

12.4. Типы спиральных конструкций. Односторонние джеты

Конструкция электромагнитных спиралей, показанная на рис. 102–106, встречается, главным образом, у галактик с относительно невысокой мощностью излучения. У этих объектов почти все радиоизлучение создают узлы джетов, далеко отстоящие от родительской галактики. Сама же галактика нередко излучает в радиодиапазоне настолько слабо, что возникают проблемы с ее оптическим отождествлением.

Вместе с тем имеются источники существенно большей интенсивности, у которых радиоизлучение производит непосредственно галактика. Эти объекты получили название компактных радиоисточников. У многих из них сильное радиоизлучение приходит как из центра оптической галактики, так и далеко отстоящих от нее радиоизлучающих джетов.

Появление в 1976–1980 годах радиоинтерферометров с высоким угловым разрешением позволило установить, что излучение компактных радиогалактик создают более мелкие джеты, находящиеся в центре системы. У слабых радиогалактик джеты имеют двухсторонний характер, а у сильных источников – односторонний. Причем джетов разного масштаба во втором случае может быть несколько. Внутренние джеты обычно лежат на одной прямой с крупномасштабными излучающими структурами (рис. 110 и 111).

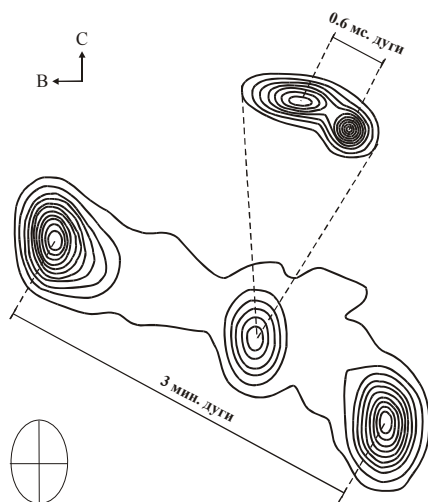


Рис. 110. Структура радиогалактики 3C 111 на волне 21 см и ее центрального источника (вверху), наблюдаемого на волне 2.8 см. В левом нижнем углу – размеры диаграммы направленности интерферометра на волне 21 см (Физика космоса, 1986)

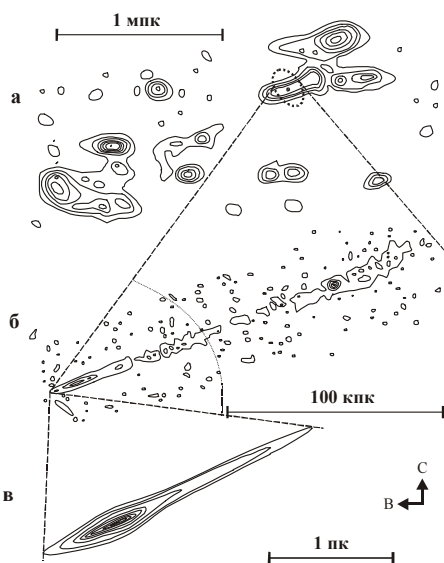


Рис. 111. Структура двойной радиогалактики NGC 6251 (а); ее предполагаемого одностороннего выброса размером 200 кпк (б), и околоядерного одностороннего выброса размерами 3 пк (в). Около каждого радиоизображения указан соответствующий ему масштаб (Физика космоса, 1986)

За неимением лучшего объяснения, внутренние джеты, хотя и с оговорками, принято рассматривать как мелкомасштабные струйные выбросы, которые испускают ядра активных галактик (Брайдл, Перли, 1986).

Однако происхождение и механизм образования таких выбросов еще менее понятны и труднообъяснимы, чем крупномасштабных излучающих структур. К тому же многие мелкомасштабные струи обнаруживают движения со скоростями в несколько раз превышающими скорость света.

Как отмечалось в главе 1 на примере спиральных галактик, а также показано ниже для галактик эллиптических, очень крупные звездные системы демонстрируют наличие целого набора спиральных структур.

Ранее нами была высказана мысль, что с помощью этих структур галактики поддерживают свои магнитный и вращательный моменты в процессе эволюции. Поэтому допускаем, что центральные мелкомасштабные сильно излучающие детали радиогалактик, считающиеся струйными выбросами, в действительности представляют собой витки электромагнитных спиралей меньшего размера и с большей скоростью вращения.

По всей видимости, наиболее распространены два основных типа электромагнитных спиральных конструкций (рис. 112), которые являются частными случаями модели, предложенной нами для выброса галактики М 87.

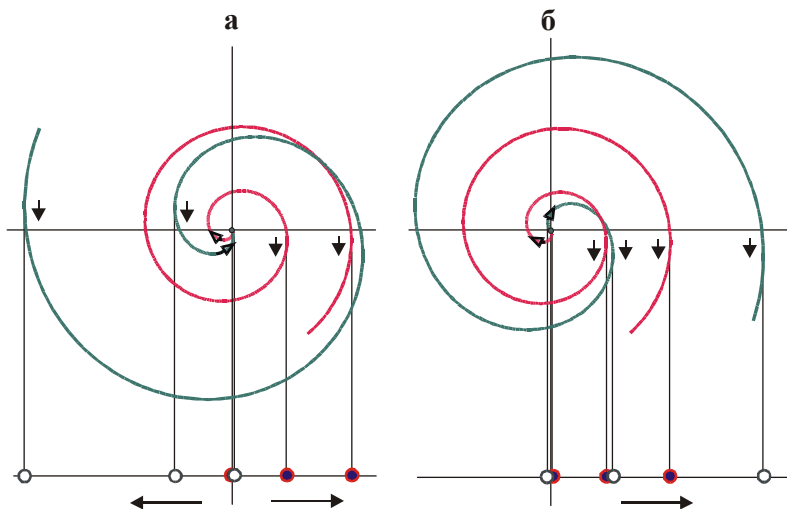


Рис. 112. Схема образования двухсторонних (а) и односторонних (б) джетов. Короткие стрелки – направление тока электронов в спиральных витках, излучающих в сторону наблюдателя. Внизу кружками показаны уярчения джетов: белые кружки – движение электронов к центру, залитые кружки – от центра. Горизонтальные стрелки внизу – направления движения уярчений. Вращение обеих конструкций происходит против часовой стрелки

Первый тип характеризуется наличием куста из двух ветвей с противоположным направлением продольного электрического поля, которые выходят из короткого одностороннего бара и обладают примерно одинаковой интенсивностью излучения. Со спиральными конструкциями этого типа мы познакомились на примере радиогалактик, показанных на рис. 103–107.

Второй тип конструкции предполагает наличие двухстороннего бара, из концов которого выходит по одной спиральной ветви с противоположным направлением электрического поля. Степень закрученности ветвей может различаться. Этот тип конструкций более привычен, поскольку он близок известной физической модели магнитного ротатора с магнитной осью, наклоненной к оси вращения под углом $\approx 90^\circ$ (Березинский В.С. и др., 1984).

Для наблюдателя, располагающегося в спиральной плоскости радиоисточника, первый тип конструкции воспринимается как двухсторонний джет. Узлы джета удаляются от центра в обе стороны и тем быстрее, чем выше скорость вращения бара и меньше степень закрученности ветвей.

Вторая конструкция образует односторонний джет, где излучающие в сторону наблюдателя витки движутся в одном направлении. В этом случае из-за наложения излучения разных спиралей карты изофот односторонних джетов могут получаться весьма сложными (см. рис. 112-б). Картина еще более осложняется тем, что в джетах этого типа может происходить сложение интенсивностей от нескольких спиральных структур разного масштаба.

Воспользуемся схемой (рис. 112), чтобы разобраться в строении радиоизлучающей области галактики М 87. Дело в том, что помимо узлов (табл. 45), являющихся излучающими витками спирального выброса, у галактики М 87 имеется еще внутренний односторонний джет размером $\sim 2''$ (табл. 46). Джет состоит из системы уярчений (Biretta et al., 1999), которые удаляются от центра М 87 с субсветовыми скоростями. Тогда как скорость выброса (узел А) много меньше скорости света.

Джет и выброс лежат на одной прямой и считаются единым образованием. Похожие конструкции излучающей области наблюдаются у ряда радиоисточников, получивших название «ядро – гало» (Брайдл, Перли, 1986).

Таблица 46. Расстояние от центра узлов джета М 87 и их скорости движения

Узел джета	L	HST-1	HST-1ε	HST-1δ	HST-1γ	HST-1α	HST-2
Удаление от центра (сек)	0.16	0.87	0.87	0.94	0.99	1.16	1.61
Скорость движения v/c	0.63 ± 0.27	0.84 ± 0.11	6.00 ± 0.48	5.48 ± 0.21	6.14 ± 0.58	6.02 ± 1.05	5.11 ± 0.66

Согласно нашей интерпретации, выброс и джет – это разные спиральные объекты. В отличие от выброса, спиральное строение которого мы достаточно уверенно определили на рис. 109, конструкцию джета по данным

(табл. 46) установить не представляется возможным. Тем не менее, на основании этих данных можно заключить, что излучение джета создают две разные спиральные структуры. Первая представлена двумя близкими к центру М 87 деталями со скоростями движения меньше скорости света, а вторая – более удаленными от центра элементами со скоростями $\sim(5\div6)c$.

В этой связи заметим, что многоярусные спиральные электромагнитные поля, по всей видимости, генерируют все галактики, в которых активно идут процессы разрушения звезд. Однако условия выявления этих спиралей сильно зависят от положения наблюдателя. Из-за узкой направленности излучения частиц в спиралях даже небольшое отклонение луча зрения от плоскости спиральных витков, помимо уменьшения интенсивности излучения, вызывает изменение оптических очертаний самой радиогалактики.

Следуя классификации радиогалактик, предложенной Т. Мэтьюсом, У. Морганом и М. Шмидтом (Matthews et al., 1964), эти изменения центральной оптической галактики можно представить последовательностью морфологических типов $dB \rightarrow D \rightarrow DE \rightarrow E$. В данном ряду мощность радиоизлучения центрального компактного ядра оптической галактики и ее внешних излучающих спиралей закономерно снижается.

Остановимся теперь подробнее на проблеме сверхсветового движения джетов радиогалактик.

12.5. Движение джетов со сверхсветовыми скоростями

Расширение структур в ядрах квазаров и радиогалактик со скоростями большими скорости света было замечено в 1969–1971 годах. В разных объектах эта скорость обычно варьирует от 4–6 до 12–20 скоростей света (Физика космоса, 1986).

На рис. 113 показаны изменения со временем расстояния между радиоизлучающими компонентами в джетах двух радиоисточников: радиогалактики 3С 120 с красным смещением $Z = 0.0334$ и квазара 3С 345 с $Z = 0.594$. Объекты различаются размерами джетов и их конструкциями. У радиогалактики джет двухсторонний, а у квазара является односторонним.

Эти примеры приведены с целью, показать, что движения со сверхсветовыми скоростями наблюдаются в джетах разных ярусов спиральности. Не только на масштабах парсек, как в ядре М 87, но и на масштабах десятков килопарсек, т.е. в случаях, когда электромагнитные спирали далеко выходят за видимые пределы галактик.

Обращаем внимание также на то, что оценки скорости движения джетов зависят от принятого расстояния до источника, которое, мягко говоря, известно с невысокой точностью. Так, у квазара 3С 345 по измерениям (Seielstad et al, 1979) скорость движения компонентов джета составляет $6.7c$, тогда как по данным (Бегельман и др., 1987), где расстояние до источника принято несколько большим, эта скорость оценена величиной $v = 8c$.

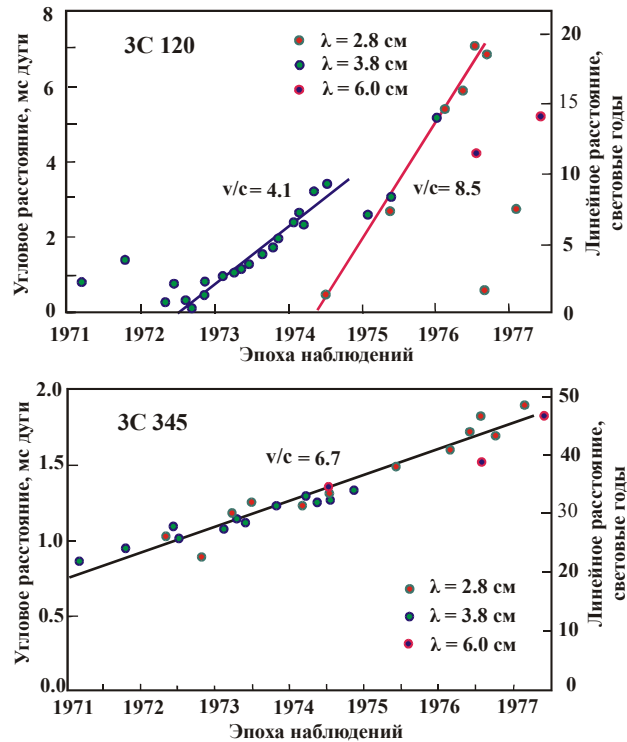


Рис. 113. Изменение расстояния между излучающими компонентами галактики 3C 120 и квазара 3C 345 на разных длинах радиоволн (Товмасян, 1986). Точки экспериментальные данные (Seielstad et al, 1979).

Существует ряд теоретических моделей, объясняющих движение джетов со сверхсветовыми скоростями. Во всех моделях это движение считается кажущимся (Пахольчик, 1980; Бегелман и др. 1986; Брайдл, Перли, 1986).

Общепризнанна модель, согласно которой сильно излучающие области джета считаются сгустками плазмы, выбрасываемыми из ядра галактики с релятивистскими скоростями под малыми углами φ к лучу зрения наблюдателя. В этом случае скорость движения сгустков в проекции на картинную плоскость определяют по формуле:

$$v_n = \frac{v \cdot \sin \varphi}{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi} \quad (12.3)$$

Полагая, что $v \approx c$, подбирают такие значения угла φ и скорости v , которые позволяют обеспечить наблюдаемую сверхсветовую скорость джета.

В нашей спиральной модели наблюдаемая скорость движения джетов не кажущаяся, а фактическая. Этот эффект вызван смещением излучающих в сторону наблюдателя витков спиралей при вращении центрального объекта. На расстояниях, превышающих радиус светового цилиндра, фазовая скорость силовых линий электромагнитного поля оказывается сверхсветовой. Поэтому движение излучающих витков со скоростью выше световой получается само собой и не требует никакого специального объяснения.

Имеется, однако, обстоятельство, которое позволяет усмотреть в таком перемещении все же определенную проблему. Дело в том, что электромагнитное поле в нашей модели имеет волновую природу и, следовательно, скорость света в создании всей спирально-волновой картины может играть более важную роль, чем до сих пор предполагалось.

При обсуждении скорости расширения джета в ядре квазара 3C 345 мы подчеркнули, что эта скорость зависит от расстояния до источника. В настоящее время мерой расстояния до удаленных галактик и квазаров служит величина красного смещения линий излучения в их спектрах Z , которая в соответствии с законом Хаббла определяет скорость удаления объекта.

С достаточной для большинства случаев точностью, это расстояние обычно находят, пользуясь формулой:

$$R = 2/3 \cdot c \cdot H^{-1} [1 - (1+Z)^{-3/2}] \quad (12.4)$$

где R – расстояние до источника, H – постоянная Хаббла.

Величина постоянной H по измерениям разных авторов заметно различается, варьируя в пределах $55 \leq H \leq 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ (Физика космоса, 1986). В последние годы, правда, появились исследования, ставящие своей целью обособить значение $H = 73 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, находящееся почти в середине указанного интервала (Горбунов, Рубаков, 2008).

Главной трудностью определения величины H , как и вообще измерения расстояний до астрономических объектов, является учет ослабления их излучения на пути к наблюдателю. Эта задача на должном уровне пока не решена. Так что в целом точность определения расстояний в астрономии трудно признать удовлетворительной даже в нашей Галактике. Причем не только для объектов находящихся в галактической плоскости, но и располагающихся на высоких галактических широтах (см. главу 2).

С далекими галактиками дело обстоит еще хуже. В этой связи, как не вспомнить утверждение Махатмы К. Хуми (глава 11) о невозможности определения расстояний до отдаленных космических объектов по фотометрии.

В главах 1 и 3 на примере М 31 и нашей звездной системы убедительно показано, что галактики на спиральной стадии эволюции ежегодно выбрасывают со струйными потоками ~ 10 - 20 солнечных масс в виде газа, пыли, комет и звезд, которые поступают в межгалактическое космическое пространство. Поэтому пространство между галактиками не является столь свободным от поглощающей свет материи, как сегодня считается.

Если об этом не знать, а также не учитывать возможность ускорения космической плазмы в самих источниках (см. далее), то расстояние до далеких галактик и квазаров, установленное по величине красного смещения, получается завышенным. Соответственно, завышаются интенсивность излучения и наблюдаемые скорости движения джетов.

Поэтому большой интерес представляет разработка подходов и методов определения расстояний до удаленных внегалактических объектов, основанных не на интенсивности регистрируемого излучения и красном смещении линий в спектре, а построенных на иных физических принципах.

Такую возможность, на наш взгляд, открывает использование для определения расстояний до переменных и быстро эволюционирующих внегалактических источников их радиоизображений. Мы подозреваем, что при правильном определении расстояния спирально-волновая электромагнитная конфигурация источников, о которой мы судим по их радиоизображениям, может оказаться контролируемой величиной скорости света.

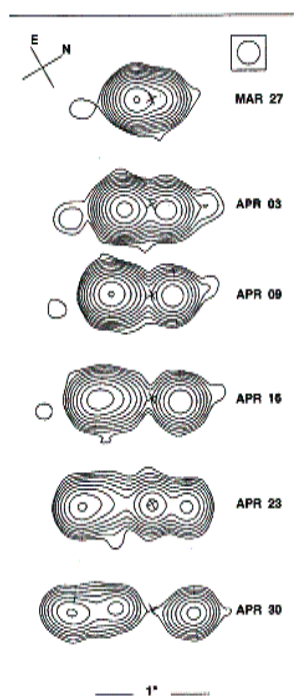


Рис. 114. Карты изофот источника GRS 1915+105 на волне 3.5 см по данным (Mirabel, Rodriguez, 1994). Крестиком отмечено положение центрального объекта. Справа приведены даты наблюдений. Справа сверху показана разрешающая способность регистрирующей аппаратуры. Внизу обозначен линейный масштаб источника

Для обоснования этого предположения обратимся к результатам наблюдений субсветового расширения джета микровозара GRS 1915+105 на волне 3.5 см (Mirabel, Rodriguez, 1994). В отличие от других радиоисточников, этот объект находится в нашей Галактике. И потому его расстояние известно с хорошей точностью. Оно составляет 12.5 ± 1.5 кпк.

Трансформация конфигурации радиоисточника за период наблюдений с конца марта по конец апреля 1994 года показана на рис. 114. Мы видим, что со временем происходит увеличение размеров источника в правую и левую стороны, сопровождающееся появлением и исчезновением отдельных излучающих компонент. Плоскость джета при этом несколько изгибается.

Характер изменения радиоизлучающей области микровозара позволяет отнести данный источник к спиральному типу 1 (см. рис. 112-а).

На рис. 115 приведены эпюры перемещения излучающих компонент левого и правого крыла джета микровозара в отдельности. Полученные Мирабелем и Родригесом экспериментальные точки нами аппроксимированы прямыми линиями, которые отвечают предлагаемой модели.

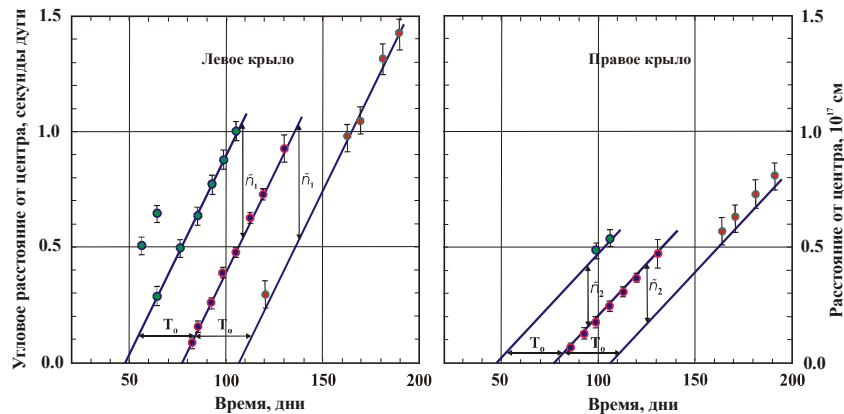


Рис. 115. Разлет радиокомпонент микровозара GRS 1915+105 во времени и его интерпретация двуспиральной моделью. Обозначения: ρ_1 и ρ_2 – параметры закрученности левой и правой спиральных ветвей, T_0 – период вращения бара

Согласно нашей модели, у объекта имеются 2 электромагнитные ветви, закрученные в спирали Архимеда с параметрами $\rho_1 = 0.50 \cdot 10^{17}$ см/2 π у левой ветви и $\rho_2 = 0.26 \cdot 10^{17}$ см/2 π у правой ветви. Обе ветви выходят из одностороннего бара. Бар вращается с периодом $T_0 = 29.5 \pm 0.5$ дня вокруг оси источника, занимающей в плоскости чертежа (рис. 114) вертикальное положение. Бар, по всей видимости, прецессирует. Установить период прецессии по данным рис. 114, однако, не представляется возможным.

Интерпретируя параметры закрученности ветвей как $\rho = c/\omega = c \cdot T/2\pi$, находим $T_1 = \rho_1/c = 19.4$ дня и $T_2 = \rho_2/c = 10.1$ дня, а для скорости расшире-

ния спиралей в левую и правую сторону имеем $v_1 = c \cdot T_1 / (T_1 + T_2) = 0.65 \cdot c$ и $v_2 = c \cdot T_2 / (T_1 + T_2) = 0.35 \cdot c$. В итоге получаем: $T_1 + T_2 = T_0$ и $v_1 + v_2 = c$.

Таким образом, общая скорость расширения двустороннего джета микроквара GRS 1915+105 практически совпадает со скоростью света.

Подтверждение этого результата для других радиоисточников с известным удалением придало бы ему общий характер. Это позволило бы более точно определять расстояния до далеких квазаров и галактик, чем по величине красного смещения. В отличие от существующих методов измерения внегалактических расстояний этот способ не подвержен влиянию ускорения частиц в объекте и межгалактическому ослаблению их излучения.

Картину ускорения частиц в радиогалактиках дополним рассмотрением еще одного нерешенного вопроса – проблемы происхождения космических лучей в нашей собственной Галактике.

12.6. Происхождение космических лучей

Космическими лучами (КЛ) называют заряженные частицы высокой энергии: протоны, электроны, позитроны, ядра гелия и более тяжелых химических элементов, инструментально регистрируемые вблизи Земли.

12.6.1. Постановка проблемы

В современной постановке проблема КЛ сводится к установлению источников, формирующих наблюдаемый состав, энергетический спектр и анизотропный характер поступления этих частиц к Земле.

Состав космических лучей. Групповой состав частиц КЛ с энергиями выше $2.5 \cdot 10^9$ эв/нуклон приведен в табл. 47 (Физика космоса, 1976).

Табл. 47. Состав космических лучей с энергиями $\geq 2.5 \cdot 10^9$ эв/нуклон

Группа	Частицы, входящие в группу	Заряд ядра	Средняя атомная масса	Интенсивность, число частиц $\frac{1}{\text{м}^2 \text{ сек стер}}$	Число ядер на 10^4 протонов	
					В космических лучах	В среднем во Вселенной
p	Протоны	1	1	1300	10000	10000
α	Ядра гелия	2	4	94	720	1600
L	«Легкие» ядра	3–5	10	2.0	15	10^{-4}
M	«Средние»	6–9	14	6.7	52	14
H	«Тяжелые»	>10	31	2.0	15	6
VH	«Очень тяжелые»	>20	51	0.5	4	0.06
SH	«Самые тяжелые»	>30	100	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-5}$
e^+e^-	Электроны-позитроны	1	1/1836	13	100	10000

В составе КЛ выделяются две основные компоненты: ядерная и электронно-позитронная. Электронно-позитронная компонента, отвечающая в других галактиках за их сильное радиоизлучение, по численности примерно в 100 раз уступает группе протонов такой же энергии. Внутри e^+e^- группы доля позитронов составляет 10% от концентрации электронов. В отличие от протонов и более тяжелых ядер энергия регистрируемых электронов и позитронов ограничивается $\sim 10^{13}$ эв (Березинский В.С. и др., 1984).

Ядерная компонента КЛ представлена теми же химическими элементами, что и в целом барионное вещество Вселенной. Ее главное отличие от распространенности химических элементов на Солнце, Земле и в звездах состоит в $\sim 10^5$ кратном превышении содержания легких элементов, а также в заметном преобладании средних и наиболее тяжелых ядер.

Особый интерес вызывает группа легких ядер, представленная Be, Li и B. Эти элементы имеют вторичное происхождение, а их количества в космических лучах указывают на то, что прежде чем попасть к Земле, последние проходят слой вещества более 5 г/см^2 (Панасюк, 2005).

Энергетическое распределение космических лучей. Спектр КЛ без разделения частиц на типы показан на рис. 116.

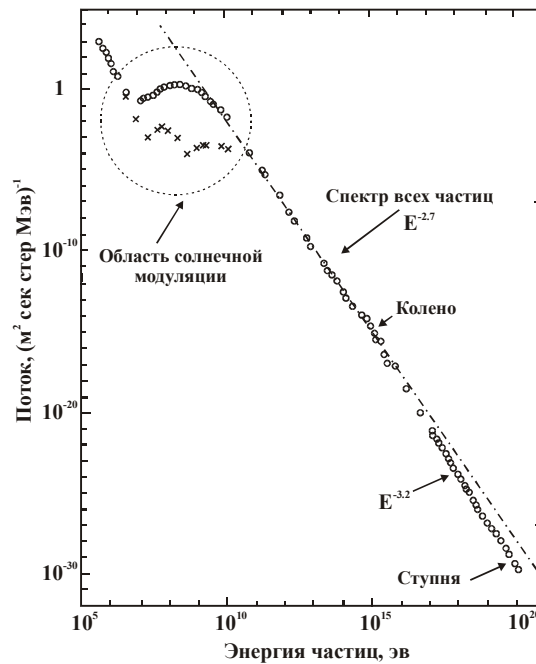


Рис. 116. Суммарный энергетический спектр космических лучей без разделения на отдельные компоненты (Панасюк, 2005)

При энергиях частиц превышающих 10^{10} эв спектр космических лучей в очень широком диапазоне энергий является степенным $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\gamma}$. Частицы меньших энергий подвержены сильной модуляции солнечным ветром, и их спектр оказывается не стабильным во времени.

В спектре КЛ с энергиями $\varepsilon \geq 10^{10}$ эв имеются два излома, получившие названия «колена» и «ступня». Первый находится в районе $\varepsilon \approx 3 \cdot 10^{15}$ эв, второй – при энергии $\sim 10^{19}$ эв. В интервале до «колена» спектр имеет показатель степени $\gamma = 2.7$. После «колена» вплоть до «ступни» спектр идет более круто с показателем $\gamma = 3.2$.

Спектр регистрируемых КЛ также воспроизведен на рис. 117 и 118. Измеренный поток здесь умножен на энергию частиц ε , возведенную в некоторую степень. Для более содержательной интерпретации результатов измерений оба рисунка также дополнены вспомогательной информацией, позволяющей лучше ориентироваться в полученных эмпирических данных.

На рис. 117 сверху приведена шкала, характеризующая циклотронный радиус протона в магнитном поле, рассчитанный по формуле:

$$r_{\text{ц}} = \varepsilon / (e \cdot H_{\perp}) \quad (12.5)$$

Величина $r_{\text{ц}}$ приближенно определяет область космического пространства, откуда поступает к Земле основная часть КЛ определенной энергии.

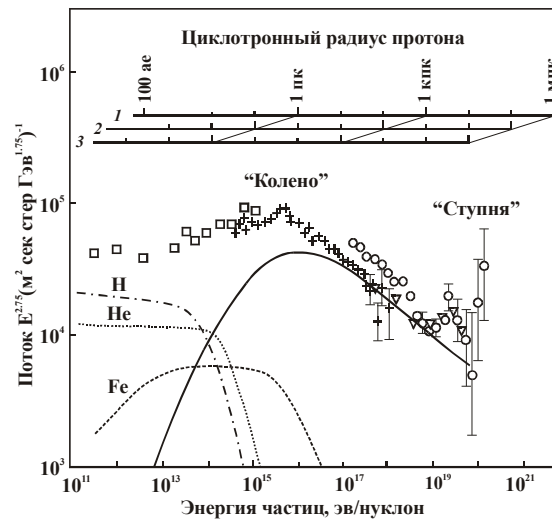


Рис. 117. Наблюдаемый спектр нуклонов в КЛ (разные значки) и расчетные распределения водорода (H), гелия (He) и железа (Fe) в остатках сверхновых (Панасюк, 2005). Интерпретация спектра в жесткой области предполагает действие дополнительного ускорения частиц. Вверху приведен циклотронный радиус протонов в магнитном поле Галактики напряженностью H_{\perp} : 10^{-6} (1), 10^{-5} (2) и 10^{-4} Гс (3)

Из расчетов следует, что при разумных предположениях относительно напряженности галактического магнитного поля, нуклоны с энергией $\leq 10^{20}$ эв приходят к Земле из Галактики, тогда как частицы с большими энергиями в принципе могут поступать с внегалактических расстояний.

Что касается электронов и позитронов, то поскольку их энергия в КЛ не превышает $\sim 10^{13}$ эв, эти легкие частицы имеют заведомо галактическое происхождение и приходят к Земле с расстояний порядка парсека и менее.

Внизу рис. 117 спектр КЛ аппроксимирован системой компонент, в соответствии с гипотезой образования космических лучей вследствие взрывов сверхновых звезд. Компоненты рассчитаны для трех доминирующих типов ядер, возникающих при взрыве сверхновой. Жесткая область спектра объясняется в предположении дополнительного ускорения КЛ (Панасюк, 2005).

Спектры частиц самой высокой энергии приведены на рис. 118.

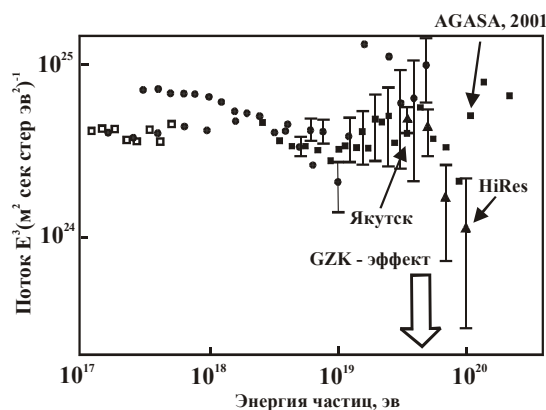


Рис. 118. Измеренные спектры частиц ультравысоких энергий на трех экспериментальных установках: Якутска, AGASA (Япония) и HiRes (США). Стрелка GZK – ограничение энергии из-за эффекта Грайзена-Зацепина-Кузьмина (Панасюк, 2005).

Из-за очень низкой плотности КЛ с энергиями $\epsilon \geq 10^{19}$ эв (1 частица в год через площадку 1 км^2 в телесном угле 1 стерадиан) их спектр измерен пока статистически недостаточно надежно. Вследствие взаимодействия частиц таких энергий с квантами фоновых излучений (радио-, микроволновым и инфракрасным) – эффект Грайзена-Зацепина-Кузьмина (Greizen, 1966, Зацепин, Кузьмин, 1966) – их спектр должен обрываться при значении энергии $5 \cdot 10^{19}$ эв, показанном на рис. 118 толстой стрелкой. Однако наблюдаемый спектр КЛ простирается до энергии $3 \cdot 10^{20}$ эв (Панасюк, 2005).

Анизотропия космических лучей. Важную информацию о КЛ дает анализ звездно-суточной анизотропии их поступления к Земле (рис. 119).

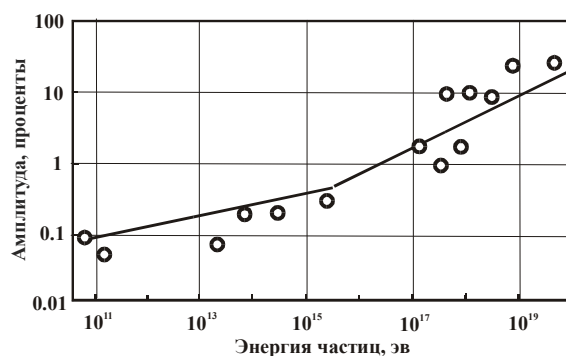


Рис. 119. Амплитуда звездно-суточной анизотропии космических лучей в зависимости от энергии (Физика космоса, 1986)

Измерения показывают, что при энергии КЛ до 10^{13} – 10^{14} эв амплитуда анизотропии составляет $\sim 0.1\%$. Далее она растет и у КЛ с энергией $\varepsilon \sim 10^{19}$ эв достигает 35% . Суточный максимум анизотропии указывает на поступление таких частиц из ветви Киля-Стрельца (Физика космоса, 1986).

Направления прихода к Земле частиц с энергией $\geq 5 \cdot 10^{19}$ эв также определялись на японской установке AGASA. За время анализа выявлен 1 триплет и 6 дуплетов, когда 3 и 2 частицы пришли из одного места небесной сферы. Вероятность случайного совпадения таких событий $< 0.1\%$ (Панасюк, 2005). Причем в этих местах нет ни одного астрофизического объекта, которые можно было идентифицировать с источником этих частиц.

Таким образом, имеющиеся факты говорят о том, что космические лучи в основном возникают в Галактике, и только очень немногие частицы ультравысоких энергий, не исключено, могут поступать в нее извне.

Существующие гипотезы. Наиболее вероятным источником частиц КЛ высоких энергий сегодня считают взрывы сверхновых звезд. Полагают, что эти частицы возникают как при самих взрывах, так и могут ускоряться в сбрасываемой звездой после взрыва оболочке, а также генерироваться образующимися в остатке сверхновой пульсаром. При этом присутствие в КЛ избытка некоторых ядер (см. табл. 47) объясняют тем, что прежде чем попасть к Земле космические лучи в течение ~ 1 – 3 млн. лет путешествуют по Галактике, набирая необходимую толщину вещества ~ 5 г/см² (Панасюк, 2005).

Известно, однако, что взрывами сверхновых звезд удается уверенно объяснить существование частиц с энергией лишь до 10^{15} – 10^{16} эв (Березинский В.С. и др., 1984). Поэтому происхождение КЛ более высоких энергий требует более мощных их источников, чем взрывы сверхновых.

Данную проблему пытаются решить разными путями.

Одни авторы не исключают возможности того, что в Галактике действуют некие неизвестные механизмы, которые доускоряют заряженные час-

тицы до наблюдаемых энергий (см. рис. 117). Другие (Свешникова, 2004), полагают, что эти частицы возникают при взрывах так называемых гиперновых звезд, которые выделяют на порядок больше энергии, чем обычные сверхновые. По расчетам автора ~1% гиперновых, взрывающихся в Галактике с частотой раз в 10 тысяч лет, решает проблему КЛ. Однако остатки гиперновых в Галактике пока неизвестны.

Третьи (Урысон, 2004) допускают поступление частиц сверхвысоких энергий из близких галактик с активными ядрами (сейфертовских, лацертид и др.), которые способны создавать частицы наблюдаемых энергий (Березинский В.С. и др., 1984). Однако поиск этих объектов за пределами Галактики крайне ограничен. Из-за эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина приход в нее частиц с энергией $\sim 10^{20}$ эв/н не может превысить радиуса 100 Мпк (Stecker, 1998). Внутри этой зоны оказывается не так уж много внегалактических объектов, способных произвести КЛ такой энергии.

Четвертые связывают образование космических лучей ультравысоких энергий с решением проблем «темной материи» и «темной энергии». Среди таких идей превалируют гипотезы, в которых источником КЛ считают распад гипотетических сверхмассивных Х-частиц, сохранившихся с момента образования Вселенной и пока не известных науке (Панасюк, 2005).

Таким образом, проблема КЛ никак не может считаться решенной.

12.6.2. Новый подход к проблеме

Учет электромагнитных свойств галактик позволяет подойти к решению проблемы космических лучей с иных позиций. Нами развивается точка зрения, что регистрируемые вблизи Земли КЛ представляют собой частицы космической плазмы, ускоряемые электромагнитным полем Галактики.

Мы полагаем, что наряду с четырьмя рукавами электромагнитной природы, начинающихся на расстоянии 4 кпк от галактического центра (см. рис. 5) в Галактике имеется еще одна система электромагнитных спиралей, которые выходят из области ядра Галактики. Система этих спиралей, по-видимому, ничем не отличается от показанных на рис. 102-105. Как и у других галактик, конструктивно она состоит из двух неодинаково закрученных ветвей с разным направлением продольного электрического поля.

Прежде чем привести необходимые аргументы в пользу нашего вывода нелишне напомнить, что излучение компактных и протяженных радиоисточников создают частицы, ускоряемые спиральным электрическим полем центральных объектов. Но наблюдается это излучение лишь тогда, когда частицы в спиральных движутся в нашу сторону почти строго по лучу зрения. В иных случаях излучение слабо или полностью отсутствует.

При современном положении Солнца в Галактике ее радиоизлучающих спиралей мы не видим. Однако это, разумеется, не значит, что такое спиральное электромагнитное поле у нашей звездной системы отсутствует.

Для обоснования данной гипотезы привлечем астрономические и геологические факты. К числу последних мы относим геофизический феномен инверсий магнитного поля Земли, установленный при изучении остаточной намагниченности пород дна океанов (Vine, Matthews, 1963).

Известно, что геомагнитное поле нашей планеты имеет вид диполя, чья магнитная ось грубо совпадает с осью вращения Земли. Современное положение оси диполя таково, что его северный магнитный полюс располагается около южного полюса Земли, а южный магнитный полюс – северного. Однако в геологической истории Земли северный и южный магнитные полюса диполя многократно менялись местами.

Вариации полярности магнитного поля к настоящему времени выявлены для всего фанерозоя (Gradstein et al. 2004). Но наиболее достоверно они изучены для последних 160 млн. лет. На протяжении этого времени зафиксировано более 320 инверсий геомагнитного поля. Длительность периода одной полярности – хрона, меняется от 10÷20 тысяч лет до 34 млн. лет (Магнитное поле, 1993). Средняя величина хрона ~150 тыс. лет (рис. 120).

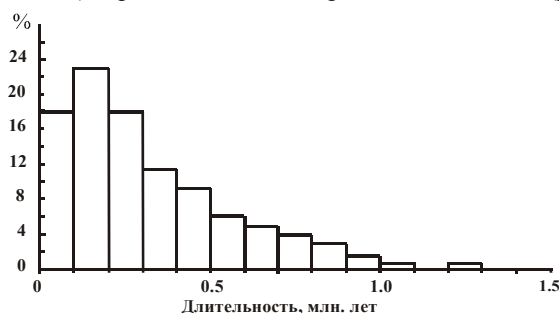


Рис. 120. Распределение хронов по длительности (Магнитное поле, 1993)

Вместе с тем выделяются продолжительные интервалы времени существования преобладающей полярности, например, нормальной – в мелу или обратной – в перми, а также периоды ее быстрой инверсии – в частности, в силуре и девоне (Gradstein et al. 2004). Смена времен преобладающей полярности выглядит достаточно бессистемной (рис. 121).

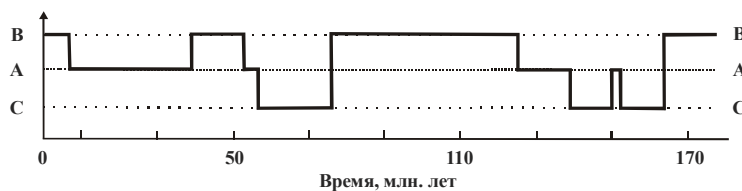


Рис. 121. Периоды быстрых колебаний (A), а также преимущественно положительной (B) и обратной (C) полярностей геомагнитного поля

Наличие у Земли магнитного поля объясняют токами в расплавленном внешнем ядре планеты. Согласно общепринятой модели геомагнитного динамо, эти токи вызваны дифференциальными конвективными течениями вещества земного ядра. Такая модель в принципе позволяет объяснить дипольный характер геомагнитного поля и изменение направления оси диполя (Жарков, 1983). Однако причины наблюдаемых инверсий магнитного поля Земли остаются пока малопонятными.

В главе 7 отмечалось, что, будучи открытой системой, Земля циклически подвергается мощным космическим воздействиям. Эти воздействия выступают причиной разнообразных природных явлений, повторяющихся с периодами от десятков лет до сотен миллионов и даже миллиарда лет. Циклы малой длительности вызваны процессами на Солнце и движением планет Солнечной системы, а большие — процессами в Галактике.

С этой точки зрения столь специфическое явление, как инверсии геомагнитного поля с характерным временем $T \sim 1.5 \cdot 10^5$ лет, вполне может быть вызвано космической причиной электромагнитной природы. Такой причиной, на наш взгляд, является вращающееся спиральное галактическое электромагнитное поле. При попадании Солнечной системы в спираль с разным направлением электрического вектора это поле, как мы полагаем, способно менять на противоположное направление геомагнитного диполя.

Особый интерес представляют хроны длительностью $\Delta t \approx 10$ тысяч лет. Существование этих хронов в двух спиральной модели мы объясняем попаданием Солнечной системы в соседние спирали с антиколлинеарным направлением поля. В этом предположении разница в степени закрученности спиралей на полярном графике (рис. 107) составит угол $\Delta\varphi \approx 2\pi\Delta t/T \sim 25^\circ$.

Если бы Солнце пересекало спирали всякий раз, то смена полярности геомагнитного поля происходила, надо полагать, с периодом вращения ядра Галактики два раза в $\sim 1.5 \cdot 10^5$ лет. Однако Солнце совершает колебания относительно галактической плоскости, да и электромагнитные спирали, по всей видимости, также отклоняются от этой плоскости. Поэтому при орбитальном движении в Галактике Солнце длительное время может не пересекать спирали, и тогда магнитное поле Земли сохраняет свою полярность.

Этим обстоятельством можно объяснить некоторые особенности графика на рис. 121. По нашим расчетам (см. главу 2), период колебаний Солнца поперек галактической плоскости составляет 42 млн. лет, а их амплитуда ~ 50 пк. Последний раз Солнце пересекло галактическую плоскость ~ 2 млн. лет назад и ныне находится от нее в 15 пк.

Принимая во внимание, что радиус поперечного сечения спиралей на удалении Солнца от центра Галактики порядка десяти парсек, последний миллион лет Солнце вполне могло не попадать в спиральное электрическое поле Галактики. Показательно, что на данный интервал времени приходится период нормальной полярности геомагнитного диполя, получивший название «эпохи Брюнеса». Мы полагаем, что ранее Солнце находилось ближе к

галактической плоскости, и избежать таких пересечений, видимо, не удавалось. Это и приводило к быстрому чередованию эпох разной полярности.

В нашей гипотезе вся эта картина может повторяться через 42 млн. лет, а периоды быстрой смены полярности в два раза чаще. Фактические данные (см. рис. 121) в целом ей не противоречат. Вместе с тем палеомагнитные измерения дают основания полагать, что колебания Солнца относительно галактической плоскости носят более сложный характер, чем простые гармонические колебания, принятые в нашей модели.

Возвращаясь к проблеме происхождения космических лучей, отметим, что независимо от того, попадет Солнце в электромагнитные спирали или нет, сами спирали, перемещаясь со сверхсветовой скоростью, каждые 150 тыс. лет оказывается рядом с Солнцем, что обеспечивает поступление ускоренных частиц в околоземное космическое пространство.

Рассмотрим теперь физический механизм такого ускорения.

12.6.3. Механизм образования космических лучей

В настоящее время в качестве источников высокоэнергетических частиц в космических лучах предложено достаточно большое число физических механизмов. Все они, так или иначе, связаны с ускорением заряженных частиц в статичных или переменных электрических и магнитных полях. Наряду с упоминавшимися механизмами ускорения электрическим полем в магнитосфере пульсара и при взрывах сверхновых звезд (гидромагнитное ускорение в ударной волне и на ее фронтах), это также бетатронное ускорение под действием индукционных электрических полей, возникающих в плазме при изменениях магнитного поля; механизм Ферми, обусловленный отражением частиц от быстро движущихся магнитных неоднородностей; резонансное взаимодействие частиц с высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентностью и ряд других (Березинский В.С. и др., 1984).

В нашем случае степенной спектр КЛ можно объяснить в предположении Э. Ферми (Fermi, 1949, 1954), что существует некоторое время τ , в течение которого частицы подвергаются ускоряющему воздействию электрического поля Галактики, т.е. находятся в ее электромагнитных спиралях.

В этом случае спектр ускоряемых частиц может быть найден из решения системы уравнений (Березинский В.С. и др., 1984):

$$\begin{cases} d\varepsilon/dt = \alpha\varepsilon - \beta\varepsilon & (12.6) \\ dN(\varepsilon)/dt = -(\alpha - \beta) \cdot N(\varepsilon) - N(\varepsilon)/\tau & (12.7) \end{cases}$$

где α и β – константы, $\alpha > \beta$.

Первое уравнение определяет скорость изменения энергии частицы в виде разности двух членов: положительного, учитывающего темп набора частицей энергии при ускорении, и отрицательного – отражающего потерю этой энергии вследствие излучения или столкновений в межзвездной среде.

Второе уравнение учитывает изменение числа частиц $N(\varepsilon)$ за счет двух процессов: 1) изменения энергии частиц при взаимодействии с электрическим и магнитным полями спиралей и 2) выхода частиц из спиралей.

Решение уравнений приводит к экспоненциальной зависимости ε и N от времени. Рассматривая оба уравнения как совместные, выразим время t в решении первого уравнения через энергию, и подставим полученное выражение в решение второго. В результате приходим к формуле, связывающей распределение частиц с их энергией, в следующем виде:

$$N(\varepsilon) = K \cdot \varepsilon^{-\gamma}, \quad (12.8)$$

где K – константа, а показатель степени γ определяется выражением:

$$\gamma = 1 + 1/[(\alpha - \beta) \cdot \tau] \quad (12.9)$$

Учитывая предположения, сделанные при выводе этих формул, функция распределения (12.8) носит достаточно общий характер. Однако постоянство в ней показателя γ имеет место лишь при выполнении требования:

$$(\alpha - \beta) \cdot \tau = \text{const}. \quad (12.10)$$

В предположении, что частицы ускоряются в спиральных продольном электрическом поле, а теряют энергию, взаимодействуя с аксиальным магнитным полем, на основании данных рис. 117 заключаем, что условие постоянства γ выполняется при двух разных значениях константы (12.10). В интервале энергий до «колена» величина этой константы равна 0.59, а после «колена», вплоть до «ступни», составляет 0.45.

Излом спектра КЛ при энергиях «колена», по-видимому, в первую очередь, вызван уменьшением времени нахождения частиц в спиральных τ , а не иными причинами. Это заключение мы делаем на том основании, что циклотронный радиус частиц при энергии $\varepsilon > 3 \cdot 10^{15}$ эв сопоставим с радиусом поперечного сечения спиральных витков, который на удалении Солнца от центра Галактики, по нашим оценкам, близок десяти парсекам. Необходимо также допустить, что напряженность магнитного поля H_{\perp} в спиральных примерно на порядок выше, чем в среднем для галактической плоскости.

Другим фактором, лимитирующим время ускорения частиц, является высокая скорость перемещения силовых линий самого спирального электромагнитного поля. В окрестности Солнца она оказывается сверхсветовой.

Таким образом, наибольшее время пребывания в спиральных и, соответственно, большую энергию имеют частицы, чей циклотронный радиус не превышает радиуса витков. Приравнявая радиус спиральных витков r циклотронному радиусу частиц (12.5), величину максимальной энергии ε_{\max} найдем из условия:

$$\varepsilon_{\max} = e \cdot r \cdot H_{\perp} \quad (12.11)$$

Из (12.11) следует, что до наибольших энергий частицы будут разгоняться либо в основании спиралей, где напряженность H_{\perp} максимальна, либо во внешних участках спиралей, где радиус их витков достигает наибольших значений. Последний случай более интересен. Полагая, что радиус витков на удалении Солнца от центра Галактики составляет $r \sim 10$ кпк, а напряженность в них магнитного поля $H_{\perp} \sim 10^{-5}$ эрстед, получаем $\varepsilon_{\max} \sim 10^{20}$ эв.

Эта энергия частиц как раз соответствует области «ступни» в спектре космических лучей. Поэтому данный механизм вполне может быть привлечен и к объяснению происхождения КЛ таких энергий.

Столь высокие энергии для электронов и позитронов, однако, недостижимы из-за высоких энергетических потерь на синхротронное излучение. Согласно формуле (12.2), излучение этих легких частиц в $\sim 10^{13}$ раз интенсивнее, чем протонов той же энергии. Отсутствие в КЛ электронов и позитронов с энергиями $\varepsilon \geq 10^{13}$ эв формально означает, что в выражении (12.6) величина β становится больше α , и ускорения частиц не происходит.

Аналогичный обрыв спектра только при более высоких энергиях должен наблюдаться и у нуклонной компоненты КЛ. Здесь, как мы отмечали, он известен под названием эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина.

Покажем теперь, что обсуждаемый механизм ускорения частиц универсален для всех галактик и, вообще, широко распространен во Вселенной.

Поскольку о частицах в других галактиках мы судим по интенсивности и спектру испускаемого ими излучения, для обоснования этого вывода вновь обратимся к теории синхротронного излучения.

Из теории следует, что если синхротронное излучение создают частицы со степенным распределением по энергиям (12.8), то спектр испускаемого ими излучения также является степенным (Физика космоса, 1986):

$$j_{\nu} = \alpha(\gamma) \cdot K \frac{e^3 H}{mc^2} \left(\frac{3eH}{4\pi m^3 c^5} \cdot \frac{1}{\nu} \right)^{(\gamma-1)/2} \left(\frac{\text{эрг}}{c \cdot \text{см} \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц}} \right) \quad (12.12)$$

где K – постоянная, $\alpha(\gamma)$ – зависящий от γ коэффициент, близкий 0.1–0.2.

Эта формула, однако, справедлива, если концентрация релятивистских электронов не велика. Такая ситуация, например, имеет место в витках спиралей, далеко отстоящих от галактик (см. рис. 102–106).

В этом случае спектральный индекс μ радиоизлучения связан с показателем γ распределения частиц по энергиям соотношением:

$$\mu = (1-\gamma)/2, \quad (12.13)$$

а интенсивность регистрируемого наблюдателем излучения вычисляется как $I_{\nu} = j_{\nu} \cdot l$, где l – размер области излучения.

При высокой концентрации электронов происходит вымывание спектра синхротронного излучения за счет самопоглощения. Такие спектры,

нередко носящие переменный во времени характер, имеют компактные радиоисточники, находящиеся в центре галактик (Келлерман, 1976).

Наибольший интерес представляют «прозрачные» в радиодиапазоне источники. По данным К.И. Келлермана большинство из них имеют спектры, приведенные на рис. 122.

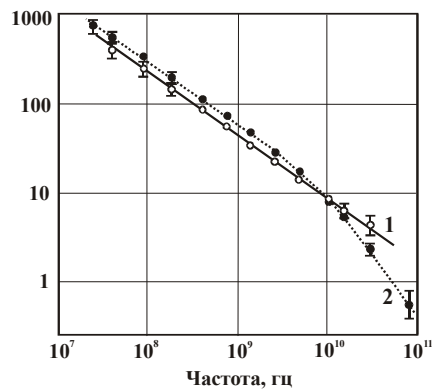


Рис. 122. Типы спектров «прозрачных» радиоисточников: 1 – 3C 2 и 2 – 3C 123 (Келлерман, 1976)

В спектрах имеется протяженный линейный участок, который указывает на распределение электронов по степенному закону.

Построенные К.И. Келлерманом гистограммы спектральных индексов большой выборки радиогалактик приведены на рис. 123.

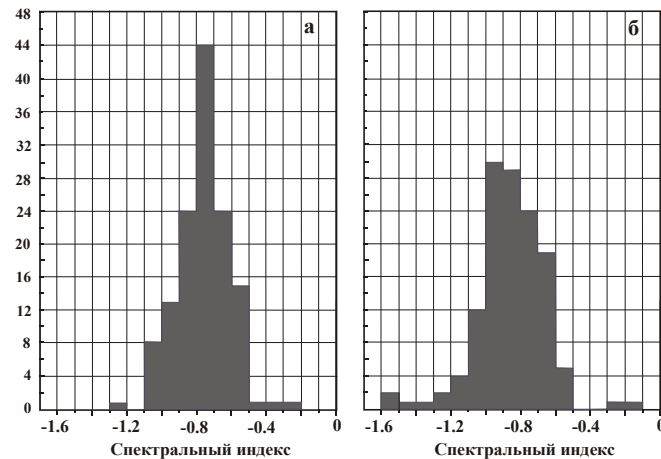


Рис. 123. Гистограммы распределения радиогалактик по спектральным индексам в диапазоне частот 38-750 МГц (а) и 750-5000 МГц (б)

Спектральные индексы большинства радиогалактик лежат в интервале от -1.1 до -0.5 с резким максимумом при $\mu = -0.8$ и дисперсией 0.15 . Правая гистограмма несколько деформирована из-за присутствия в этом интервале частот значительного количества источников типа 2, с изгибом спектра.

Значение $\mu = -0.8$ соответствует спектру частиц с показателем $\gamma = 2.6$, который практически тождественен КЛ с энергиями до «колена».

Это сходство спектров релятивистских частиц в нашей и других галактиках прослеживается до самых больших энергий. В модели (12.4) показатель γ космических лучей определяется соотношением темпа энергетической «накачки» $(\alpha - \beta)^{-1}$ и времени τ пребывания частиц в ускоряющем поле спиралей. Так что интервалу $-0.5 \geq \mu \geq -1.1$ отвечает диапазон изменения константы (12.7) от 1.0 до 0.45 и показателя энергетического спектра $2.0 \leq \gamma \leq 3.2$. Последняя величина как раз соответствует спектру галактических КЛ в области энергий от «колена» до «ступни».

Таким образом, приходим к выводу, что механизм образования частиц ультрарелятивистских энергий во всех галактиках един – это их ускорение электромагнитным полем галактик. Наша звездная система не исключение. Основным источником регистрируемых около Земли КЛ являются не взрывы сверхновых звезд и не поступление частиц из других галактик, а ускорение частиц космической плазмы галактическим электромагнитным полем.

Следует полагать, что ускорение основной части КЛ происходит каждые $\sim 1.5 \cdot 10^5$ лет, причем вблизи Солнца. При этом требуемую для образования Be, B и Li толщину вещества ~ 5 г/см² космические лучи на пути к Земле проходят, не путешествуя миллионы лет по всей Галактике, а в радиусе не более 1–2 кпк от Солнечной системы. Очень вероятно, что этому способствует соседство Солнца со струйным потоком Ориона–Лебедя (см. рис. 7).

Частицы высоких энергий образуются и в ближайшем к Солнцу электромагнитном рукаве Киля–Стрельца, создающем звездно-суточную анизотропию КЛ (см. рис. 119). При этом наблюдаемые триплеты и дублеты частиц с энергией $\geq 5 \cdot 10^{19}$ эв указывает на присутствие в этом рукаве дискретных источников излучения, может быть даже аналогичных GRS 1915+105.

Тем самым, в образовании регистрируемых около Земли КЛ, по всей видимости, участвуют обе электромагнитные системы Галактики. Причем внутренняя система спиралей создает изотропное распределение частиц с энергиями до $\sim 10^{15}$ эв, тогда как частицы более высоких энергий поступают также из близлежащих к Солнцу участков логарифмических рукавов.

Для подтверждения возможности ускорения частиц в рукавах спиральных галактик обратимся к рис. 124, где приведено изображение наблюдаемой с ребра спиральной галактики NGC 4631 в оптике и радиодиапазоне. По мнению В.Л. Гинзбурга (1978), этот рисунок служит эмпирическим доказательством существования у спиральных галактик эллипсоидального «гало», состоящего из релятивистских частиц (Березинский В.С. и др., 1984).

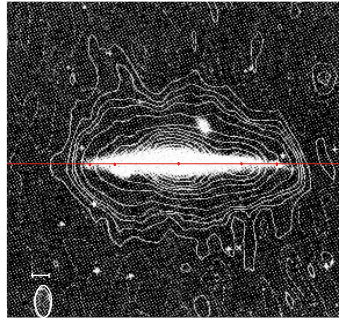


Рис. 124. Радиоизофоты спиральной галактики NGC 4631 на частоте 610 МГц (Гинзбург, 1978)

На рис. 125 предложена иная интерпретация данных рис. 124. Если с учетом оптического снимка представить профиль радиоизофот NGC 4631 вдоль ее плоскости системой дискретных компонент (рис. 125-а), то на полярном графике (рис. 125-б) можно обнаружить две радиоизлучающие спиральные ветви, выходящие с одной стороны галактики.

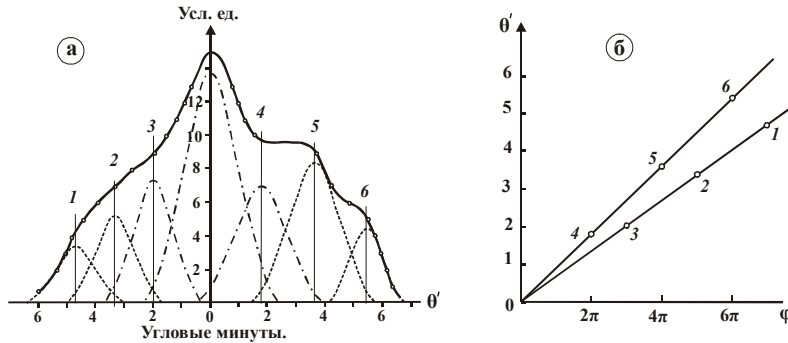


Рис. 125. а) Разложение профиля радиоизофот галактики NGC 4631 на отдельные компоненты (1–6), б) полярный график

Данные рис. 125-б позволяют полагать, что радиоизлучение галактики NGC 4631 вероятнее всего создают электроны, ускоряемые в двух электромагнитных спиральных ветвях с антиколлинеарным направлением продольного электрического поля, а не релятивистские частицы, находящиеся в ее гало.

Рассмотрев механизм ускорения частиц космической плазмы электромагнитными полями галактик, обратимся теперь к обсуждению других не менее важных вопросов, касающихся устройства Вселенной в целом.

12.7. Устройство Вселенной

Вопросы устройства и эволюции Вселенной в настоящее время всецело находятся в ведении космологии – быстро развивающейся области знания на стыке астрономии, общей теории относительности, квантовой механики, теории элементарных частиц, ядерной физики и ряда других наук.

Предметом космологии, как науки, является теоретическое и наблюдательное обоснование выдвинутой Г. Гамовым с сотрудниками (Alpher, Bethe, Gamow, 1948) идеи образования Вселенной вследствие «Большого взрыва». Основные этапы эволюции Вселенной, согласно принятой сегодня стандартной космологической модели, показаны на рис. 126.

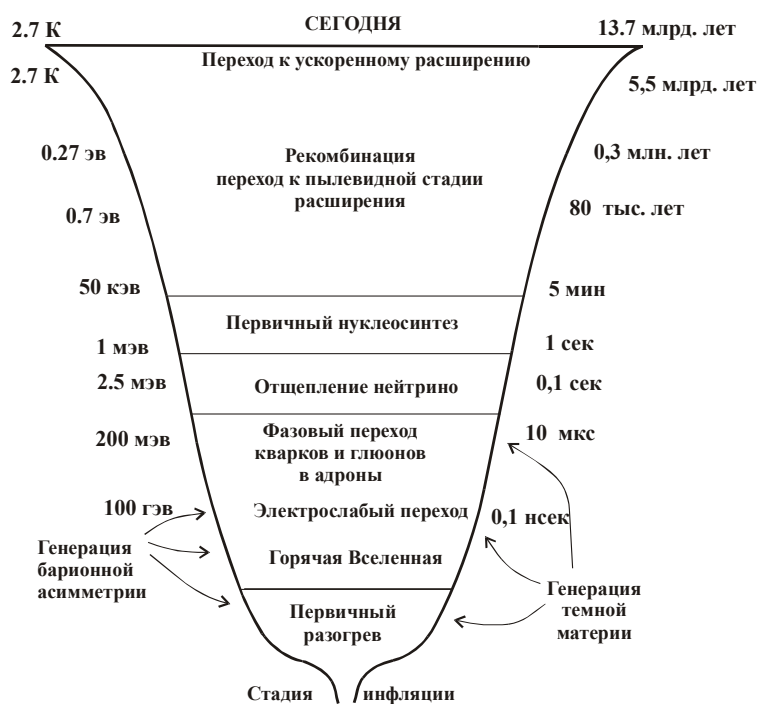


Рис. 126. Этапы эволюции Вселенной (Горбунов, Рубаков, 2008). Слева – температура или энергия частиц. Справа – время после взрыва. В центре – основные стадии преобразования вещества

Согласно этой модели окружающий нас мир возник 13.7 млрд. лет назад в результате так называемого космологического взрыва. До этого момента все известное вещество Вселенной, входящее ныне в состав звезд, галактик, межзвездного газа и т.д., было сосредоточено в области пространства $\sim 10^{-33}$ см и имело плотность $\sim 10^{93}$ г/см³ (Новиков, 1983; и др.)

Последовавшее за взрывом очень быстрое – инфляционное увеличение объема Вселенной привело к уменьшению плотности и температуры ее вещества, что вызвало изменение его состава. В процессе расширения сначала образовались все известные (и неизвестные) ядерные частицы, а затем в результате гравитационной неустойчивости из этих частиц возникли звезды. Звезды позднее в свою очередь объединились в наблюдаемые нами галактики, которые в настоящее время с ускорением удаляются друг от друга.

Толчком к появлению данной картины эволюции Вселенной послужило нестационарное решение А.М. Фридманом (1922) уравнений общей теории относительности А. Эйнштейна (1915), а ее наблюдательным обоснованием сегодня считаются пять основных эмпирических результатов:

1. Линейная зависимость красного смещения линий в спектрах излучения галактик от расстояния, установленная Э. Хабблом (Hubble, 1929).
2. Существование равновесного микроволнового излучения с температурой ~ 2.7 К, открытого Р. Пензиасом и Р. Вильсоном (Penzias, Wilson, 1965).
3. Средний состав космического вещества с резким преобладанием в нем водорода и гелия при их соотношении 70% и 30% (Новиков, 1983).
4. Присутствие в спиральных и эллиптических галактиках некой несветящейся «темной материи», природа которой в настоящее время не объяснена имеющимися теоретическими моделями (Лукаш, Михеева, 2007).
5. Другие особенности галактик, не получившие объяснения в рамках тех же моделей, но которые могут быть истолкованы в предположении наличия во Вселенной «темной энергии», порождаемой физическим вакуумом.

К настоящему времени разработана теоретическая модель (Горбунов, Рубаков, 2008), которая, исходя из идеи Большого взрыва, концептуально увязывает эти факты в единую схему (рис. 126). Заметим, однако, что эта схема не объясняет всех фактов, положенных в основу теории. В частности, неизвестны природа «темной материи» и «темной энергии», на долю которых суммарно приходится 95% вещества Вселенной. Неясно также, каким образом и как долго Вселенная пребывала до взрыва в сверхплотном состоянии, и что заставило ее оттуда выйти 13.7 млрд. лет назад.

Сегодня тратятся большие средства, чтобы решить эти проблемы. Немалые усилия прилагаются и на поддержание в научном сообществе убеждения в правильности самой космологической доктрины. В научной и популярной печати настойчиво пропагандируется мысль, что изучать устройство мира возможно лишь на основе представлений космологического взрыва.

С этим мы никак не можем согласиться. Ибо интерпретация основополагающих фактов, на которых строится космология, не столь однозначна и неоспорима, как это пытаются представить ее сторонники (Новиков, 1983; Черепашук, Чернин, 2007; Горбунов, Рубаков, 2008; и др.).

Рассмотрим наши аргументы.

Во-первых, все галактики представляют собой не сгустки материи, разлетающиеся после взрыва во все стороны и конденсирующиеся по пути в

звезды, а гигантские квазисферические звездные системы, находящиеся на разных стадиях эволюции (см. главу 3).

Свойства этих систем однозначно указывают на то, что адекватной физической моделью галактик является звездная изотермическая сфера. В этой модели тяготеющую массу создают звезды. Не только молодые и яркие, а главным образом старые, давно проэволюционировавшие слабо проявляющиеся в излучении. Их пространственная плотность убывает с удалением от центра по обратно квадратичному закону. В результате фактический радиус галактик в десятки раз превышает размеры их центральной зоны, где сосредоточены яркие звезды, которую сегодня в астрономии ошибочно принимают за размеры самих звездных систем.

Принципиально важное свойство изотермической сферы состоит в том (глава 3), что создаваемый ее звездами гравитационный потенциал позволяет объяснить кривые вращения спиральных галактик на всех расстояниях от центра, за исключением разве что центральной сингулярной области. Поэтому проблема «темной материи» в данной модели устраняется по определению. Этой непонятной (Лукаш, Михеева, 2007) для космологов субстанции являются, прежде всего, старые звезды, закончившие свою эволюцию.

Во-вторых, модель изотермической сферы в настоящее время хорошо теоретически разработана и эмпирически апробирована для шаровых звездных скоплений. Из теории и наблюдений следует, что изотермическая сфера звезд неустойчива. Со временем она сокращается в размерах, заканчивая существование расформированием всей звездной системы.

В главе 3 с привлечением данных геологии убедительно показано, что модель звездной изотермической сферы полностью применима к Галактике. С использованием геологических данных нами определены размеры изотермического ядра нашей звездной системы и измерен темп ее эволюции на протяжении последних 3.6 млрд. лет. На основании этих измерений оценен возраст Галактики. Его нижняя граница составила ≥ 100 млрд. лет.

Это значение во много раз превышает время гипотетического взрыва Вселенной. Тем самым, данные геологии опровергают ключевое положение космологии, согласно которой Вселенная возникла 13.7 млрд. лет назад.

Отказ от столь малого возраста Вселенной устраняет серьезную трудность, вызванную необходимостью постулировать идею сверхплотного начального состояния вещества до космологического взрыва.

В-третьих, модель изотермической сферы позволяет утверждать, что большое количество старых звезд присутствует и в пространстве между галактиками. Поэтому последние есть не что иное, как спонтанно возникающие и распадающиеся сгущения таких звезд. Причем сгущения столь крупные, что под действием самогравитации в их центральной области происходит взрывная переработка звезд в газ и пыль. Наиболее ярко эти процессы проявляют себя на спиральной стадии эволюции звездных систем.

На примере Галактики и М 31 нами показано (глава 1), что основная часть возникающих газопылевых продуктов поступает не к центру системы, где по современным представлениям находится черная дыра (Черепашук, Чернин, 2007), а накапливается в ядерном диске галактики. Отсюда это газопылевое вещество затем истекает в виде нескольких струйных потоков. Распространяясь в галактической плоскости, оно участвует в создании новых поколений звезд, которые частично остаются в системе, а частично вместе с газом и пылью струйных потоков навсегда покидают ее пределы.

Тем самым, мы приходим к важному выводу о космическом круговороте вещества Вселенной. В результате круговорота межгалактическое пространство, с одной стороны, постоянно пополняется звездами, а также газом и пылью, а с другой происходит общее «омоложение» их вещества.

В-четвертых, вывод о круговороте космического вещества подтверждают данные наблюдений. Вследствие участия звезд в этом процессе, распространенность химических элементов и их изотопов в космосе определяется главным образом реакциями звездного нуклеосинтеза (рис. 127).

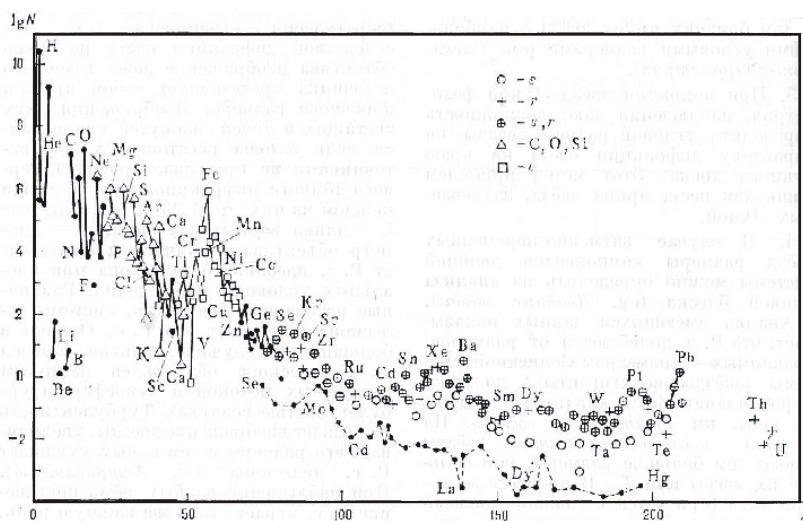


Рис. 127. Относительная распространенность нуклидов в зависимости от атомной массы (Физика космоса, 1986). Изотопы одного и того же элемента соединены прямыми линиями. Разными значками показаны процессы синтеза элементов: O — s-процесс, + — r-процесс, ⊕ — сравнимый вклад s и r процессов, Δ — взрывное горение C, O и Si, □ — e-процесс, точками обозначены другие процессы (см. текст)

По современным представлениям это следующие основные процессы: 1) превращение водорода в гелий в звездах главной последовательности (H-процесс); 2) синтез углерода и кислорода из ядер гелия в звездах-гигантах (α-процесс) 3) взрывное горение C, O и Si; 4) образование ядер группы же-

леза при термодинамическом равновесии (e-процесс); 5) медленный захват нейтронов в «выгоревших» звездах-гигантах (s-процесс); 5) быстрый захват нейтронов при вспышках сверхновых звезд (r-процесс), а также некоторые другие менее распространенные процессы (Ядерная астрофизика, 1986).

Распределение химических элементов (рис. 127) вполне может явиться результатом длительного времени круговорота вещества Вселенной с участием звезд. Преобладание в космосе водорода (см. табл. 47) отражает важную роль нейтронов в нуклеосинтезе. В свободном состоянии нейтроны неустойчивы, распадаясь, они превращаются в протоны, т.е. ядра водорода.

Круговорот, как мы полагаем, поддерживает распределение нуклидов в космосе в состоянии близком к равновесию. Однако у галактик, находящихся на разных стадиях эволюции, это равновесие будет отличаться.

В качестве **пятого аргумента** рассмотрим два важных для космологии факта, объяснение которых космологи ставят ей в заслугу. Заранее отметим, что с точки зрения наблюдений эти объяснения весьма уязвимы.

Первый факт связан с большим количеством в космосе ядер водорода и гелия (см. рис. 127). Этот факт объясняется тем, что водород (протоны) и гелий (α -частицы) возникли в первые ~ 3 минуты после взрыва, тогда как более тяжелые химические элементы синтезированы много позднее звездами. На этом основании предсказывается, что среднее содержание водорода и гелия во Вселенной должно составлять ~ 70 и $\sim 30\%$ (Новиков, 1983).

Предсказание это не выполняется. Из наблюдений следует, что химический состав разных космических объектов варьирует в широких пределах. Так, отношение H/He на поверхности белых карликов меняется до 10^8 раз (Гринстейн, 1986). О том же, пусть не так явно, говорят данные табл. 47.

Вторым спорным положением мы считаем утверждение о «реликтовой» природе микроволнового равновесного излучения. Его происхождение связывают с рекомбинацией вещества спустя ~ 380 тысяч лет после начала расширения Вселенной. Считается, что с этого момента электромагнитное излучение перестало активно взаимодействовать с веществом и отделилось от нуклонов. В дальнейшем его температура упала от ~ 3000 К до сегодняшнего значения 2.725 ± 0.001 К. В подтверждение правильности такого объяснения приводят факт высокой изотропии микроволнового излучения.

На этот счет можем возразить следующее. Как пишет Ф. Хойл (1986), еще в начале 1960-ых годов было замечено, что «если бы синтез всего гелия из водорода происходил все время в звездах, то в космическое пространство выделилось бы столько энергии, что ее плотность оказалась такой же, как и плотность энергии реликтового излучения». Тогда это совпадение сочли случайным, о чем Ф. Хойл сожалеет. Теперь он может «без особого труда понять, как могло бы осуществиться термодинамическое преобразование оптического и инфракрасного излучения звезд в микроволновое излучение».

Механизм такого преобразования не изучен по сей день. Вместе с тем в галактоцентрической парадигме, обосновывающей идею Ф. Хойла (1968) о

непрерывном «творении» в центре галактик нового вещества, отмеченный энергетический баланс вполне предсказуем. Он указывает на то, что процесс круговорота вещества в галактиках с участием звезд идет в условиях общего космохимического равновесия системы. Однако этот вывод, строго говоря, относится к конкретным галактикам, а не к Вселенной в целом.

В связи с открытием анизотропии микроволнового излучения, отмеченным Нобелевской премией (Смут, 2007), заметим, что столь же малую степень анизотропии имеют космические лучи с энергией 10^{11} – 10^{15} эв (см. рис. 119). Важно подчеркнуть, что частицы космических лучей, как и кванты микроволнового излучения, регистрируют вблизи Земли.

В случае КЛ, как показывает наше рассмотрение, все эффекты формируются в области космического пространства, не превышающей первых килопарсек от Солнца. В случае же микроволнового излучения результаты измерений под крики «ура» экстраполируют на Вселенную в целом.

Такую экстраполяцию мы считаем эмпирически необоснованной. Одной веры космологов в правильность своей теории для этого недостаточно.

В-шестых, галактики обладают ярко выраженными электромагнитными свойствами. Электромагнетизм галактик, прежде всего, проявляется в существовании у них систем спиральных электромагнитных ветвей со специфической конфигурацией магнитных и электрических полей, ускоряющих космическую плазму до релятивистских энергий. С наличием нескольких ярусов таких спиралей мы связываем существование у галактик интенсивно радиоизлучающих джетов, как крупных далеко выходящих за пределы звездной системы, так и мелких находящихся в самом ее центре.

Излучение электронов в спиральных носит узконаправленный характер и наблюдается лишь у примерно 1% галактик, в которых плоскость спиралей располагается ребром к наблюдателю. При другой ориентации спиралей сами они и излучение ускоряемых в них частиц остаются не замеченными.

Ускоренные в спиральных частицы вызывают заметный нагрев газа. Этот нагрев установлен как для газа в коронах отдельных галактик, так и для газа, сосредоточенного в крупных галактических скоплениях. Отсутствие приемлемого объяснения источника данного нагрева привело к идее существования во Вселенной «темной энергии» космического вакуума, которая была взята на вооружение космологией (Черепашук, Чернин, 2007).

Полагают, что на долю «темной энергии» приходится около 70% вещества Вселенной, ~25% составляет «темная материя» и только ~5% приходится на известное науке барионное вещество (Горбунов, Рубаков, 2008). О природе космического вакуума ничего не известно, и эту проблему считают самым трудным вопросом космологии (Черепашук, Чернин, 2007).

Таким образом, учет электромагнетизма галактик устраняет еще один, пожалуй, наиболее принципиальный недостаток парадигмы этой науки, связанный с необходимостью объяснения физической природы гипотетической «темной материи».

В-седьмых, в результате генерации галактиками спиральных электромагнитных полей, эти звездные системы могут ускорять космическое вещество до скоростей ничуть не меньше космологических. Поэтому космологическое расширение Вселенной является не единственным фактором, вызывающим красные смещения в спектрах квазаров и далеких галактик.

Вследствие ускорения частиц в галактиках, спектр излучения этих систем, за счет релятивистского эффекта Доплера, обязательно сдвигается в красную сторону. Особенно велик сдвиг у квазаров и галактик с активными ядрами. Поэтому в красном смещении излучения таких объектов наряду с космологической составляющей необходимо присутствует компонента, связанная с собственным ускорением излучающего вещества в источнике.

Если данного обстоятельства не учитывать и определять расстояния до галактик по формуле (12.7), выведенной в предположении космологической природы красного смещения, мы получим сильное завышение измеряемых расстояний. При этом завышаются размеры галактик, скорости разлета их джетов и интенсивность испускаемого излучения. Все это имеет очень серьезные последствия для правильного понимания физики происходящих во Вселенной процессов и ее эволюции.

Тем самым, принятый в космологии упрощенный взгляд на галактики, игнорирующий электромагнетизм звездных систем, во многом обесценивает выводы данной науки относительно устройства Вселенной в целом.

И, наконец, **восьмое** замечание касается теоретических оснований современной космологической доктрины. Главный вопрос, который мы ставим перед физическими науками, заключается в том, насколько применима общая теория относительности к изучению наблюдаемой нами Вселенной.

В космологии над этим вопросом не задумываются, считая его самым собой разумеющимся. Из наблюдений, однако, следует, что значительная масса вещества космоса ныне находится в плазменном состоянии. Поэтому правомерность использования для изучения процессов в такой Вселенной сугубо гравитационной общей теории относительности далеко не очевидна и, на наш взгляд, требует специального обоснования.

Последнее замечание является принципиальным, поскольку сегодня на основе общей теории относительности интерпретируют красные смещения далеких галактик и делают вывод о возрасте Вселенной 13.7 млрд. лет.

То обстоятельство, что с электромагнетизмом Вселенной необходимо считаться, аргументируем следующим соображением. При схожей функции распределения потенциалов силы гравитации характеризуется безразмерной константой взаимодействия $G \cdot m_p^2 / \hbar \cdot c \sim 10^{38}$, а электромагнитные силы – постоянной взаимодействия $e^2 / \hbar \cdot c \sim 1/137$. Разница между ними составляет 10^{36} раз. Поэтому даже малое нарушение зарядовой нейтральности вещества может создавать в космосе более сильные эффекты, чем гравитация.

Заканчивая обсуждение существующих космологических взглядов на развитие Вселенной, следует сказать, что современную космологию отнести

к естественным наукам, увы, невозможно. Рисуемая в ней картина образования и эволюции Вселенной – это, на наш взгляд, не более чем устоявшаяся теоретическая догма, оторванная от обязательных для естественных наук эмпирических корней.

Сопоставляя представления о Вселенной, развиваемые галактоцентрической парадигмой, и принятые в космологии, нельзя обойти молчанием причину их столь разительного несоответствия.

Данная причина, как нам представляется, весьма распространена в современной науке и заключается в двух разных способах создания естественнонаучных парадигм. Остановимся на этом вопросе более детально.

12.8. Два подхода к построению научного знания

В экзотерической, т.е. нормальной по Т. Куну, науке существуют два основных способа создания научных представлений: путь предположений и путь утверждений. Каждый исследователь, отдает он себе в том отчет или нет, в той или иной мере пользуется обоими этими подходами.

Первый подход к построению научного знания – это способ разработки гипотез и построения моделей. Здесь гипотезой (моделью) мы называем некое предположение с отсутствующей или нечетко заданной областью определения, т.е. совокупностью условий и ограничений, при которых предложенная гипотеза – модель представляется правдоподобной.

Суть метода гипотез состоит в том, что при объяснении некоего явления исследователь создает теоретическую модель, выводы которой он сравнивает с результатами наблюдений. Последовательно усложняя и совершенствуя модель, он добивается улучшения сходимости теории и наблюдений. Главным критерием правильности гипотезы при этом выступает ее предсказательная сила – чем проще и точнее модель объясняет результаты наблюдений, тем больше у гипотезы шансов в итоге оказаться правильной.

Метод гипотез сегодня в науке является основным. Однако он наиболее эффективен на начальном этапе научного исследования, когда требуется объяснить один или ограниченное число фактов, а выдвигаемых для этого моделей предлагается много. В этом случае, пользуясь указанным критерием, из всех гипотез выбирается лучшая, которая для данной области знания на некоторое, иногда даже длительное время становится парадигмой.

Однако история естествознания знает немало примеров, когда в ходе развития отдельных наук число необъясненных фактов и порождаемых ими проблем (т.е. осознанных противоречий) лавинообразно множится, а удовлетворительно объясняющей эти факты гипотезы так и не находится.

В данной ситуации на первое место выходит второй способ научного познания – метод утверждений. Этот подход в науке, начиная с Аристотеля (384-322 до н.э.), широко применяли Ф. Бэкон (1561-1626), И. Ньютон (1643-1728), Ч. Дарвин (1809-1882) и другие выдающиеся естествоиспытатели.

Следуя этому подходу, из всего многообразия фактов выбирается их некая совокупность, позволяющая сформулировать обобщающее утверждение. Это утверждение или правило, названное И. Ньютоном «принципом», призвано объяснить все выделенные факты с единых позиций.

Способ получения знания путем создания научного принципа радикально отличается от метода гипотез. Так, если критерием правильности гипотезы служит ее предсказательная сила, то критерием правильности принципа выступает его полнота. Это значит: или принцип объясняет все без исключения лежащие в его основе факты, или этот принцип ошибочен. В последнем случае необходимо подобрать иное обобщающее правило и/или выбрать для принципа другую область определения.

Именно к этому способу построения научного знания относится широко известное высказывание И. Ньютона (1763): «Я гипотез не измышляю».

Имеется несколько общих рекомендаций по применению этого подхода на практике. Первая состоит в том, что в отличие от метода гипотез, метод утверждений работает тем лучше, чем больше фактов вовлекается в рассмотрение, т.е. чем шире область определения принципа. И второе, чтобы принцип был верен, круг фактов должен не только быть большим, но и обязательно охватывать все ключевые проблемы данной области знания.

При этом главная задача метода утверждений состоит не в объяснении выбранных фактов, а в том, чтобы увязать эти факты в логически замкнутую систему представлений, в рамках которой они в этом объяснении не нуждаются. Другими словами, создание принципа преследует цель разработки представлений, которые позволяют обеспечить правильное понимание и истолкование самих фактов. И чем больше будет таких фактов, тем более ценным для науки окажется предлагаемый принцип.

Примеры реализации такого подхода при решении ряда естественно-научных проблем приведены в соответствующих главах настоящей книги. Этот же подход использован нами и в вопросах строения Вселенной, изучаемых космологией. Последняя, однако, имеет парадигму, построенную с явным приоритетом метода гипотез.

В данной книге мы стремились провести мысль, что на современном этапе развития естественных наук метод гипотез, ранее успешно применявшийся, в частности, в физике, оказывается не всегда эффективным при изучении сложных неконсервативных природных систем, к которым относятся наша планета, Солнечная система, Галактика, а также Вселенная.

Изучение таких объектов на основе разных подходов и разными методами неизбежно приводит и к разным выводам. Примером тому может служить несовпадение взглядов на устройство Вселенной в теории «Большого взрыва» и в галактоцентрической парадигме. Так, если первая, исходя из трех астрономических фактов и, руководствуясь идеями из смежных физических наук, признает, что не может объяснить природу ~95% космического вещества (25% «темная материя» плюс 70% «темная материя») и допускает

существование неизвестного науке состояния вещества плотностью $\sim 10^{93}$ г/см³. То вторая, основанная на более глубоком понимании физики галактик, предлагает согласованную с данными геологии интерпретацию тех же фактов, оставаясь в рамках известных физических законов.

Тем самым, галактоцентрическая парадигма не плодит новых проблем и не озадачивает их решением будущие поколения ученых, а уже сегодня устраняет эти проблемы, не выходя за пределы существующего знания.

Можно только приветствовать стремление физиков-теоретиков объединить теорию гравитации и квантовую механику, связав их с образованием элементарных частиц при возникновении Вселенной. Однако на основании результатов данной настоящей книги можно с уверенностью утверждать, что этим надеждам вряд ли удастся осуществиться.

Эту главу хотим закончить словами известного отечественного биолога А.А. Любищева: «Мое глубокое убеждение, основанное на многолетних размышлениях, заключается в том, что крупный прогресс и общего теоретического мышления и конкретных естественных наук необходимо связан с преодолением претензий на универсальность, которые постоянно выдвигаются господствующими в конкретный момент направлениями естественно-научной мысли».

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Глава идейно завершает изложение галактоцентрической парадигмы, созданию теоретических основ которой посвящена данная книга. При этом если ранее упор делался на разработке физической модели галактик в виде звездной изотермической сферы и изучении механизмов влияния струйного истечения вещества из центра Галактики на Землю и Солнечную систему, то в данной главе обсуждаются электромагнитные свойства галактик и вопросы устройства Вселенной в целом.

Наиболее принципиальным научным результатом главы является вывод о том, что главные структурные объекты во Вселенной – галактики, характеризуются двойственной звездно-плазменной природой. Являясь крупными звездными формированиями, галактики, вследствие разрушения звезд в их центральной изотермической области, генерируют мощные электромагнитные поля, которые определяют наблюдаемые свойства этих систем и влияют на физические процессы во Вселенной.

Другие важные результаты состоят в следующем.

1. Показано, что сильно излучающие джеты радиогалактик и квазаров представляют собой поперечные сечения электромагнитных спиралей со специфической конфигурацией силовых линий магнитного и электрического полей, последнее из которых ускоряет частиц космической плазмы до релятивистских скоростей. Даже обычные спиральные и эллиптические галактики могут иметь несколько систем таких электромагнитных спиралей, как

«мелких» находящихся в самом центре галактики, так и «крупных» далеко выходящих за пределы звездной системы. Вследствие узкой диаграммы направленности излучения частиц в спиралах, оно регистрируется лишь в случае, когда плоскость спиралей располагается ребром к наблюдателю. При другой ориентации спиралей они сами и излучение ускоряемых в них частиц остаются не замеченными.

2. Решена проблема происхождения космических лучей. Установлено, что основная масса регистрируемых вблизи Земли высокоэнергетических частиц возникает не вследствие взрывов сверхновых звезд, а в результате ускорения частиц космической плазмы в электромагнитных спиралах Галактики. В образовании космических лучей участвуют две системы спиралей: одна связанная с обычными галактическими рукавами, и вторая подобная тем, которые обычно существуют у эллиптических и спиральных галактик и формируют радиоизлучение далеко отстоящих от них джетов.

При выявлении у Галактики второй системы электромагнитных спиралей впервые привлечен феномен смены полярности магнитного поля Земли.

3. Предложен механизм, объясняющий наблюдаемый энергетический спектр космических лучей. Показано, что степенной спектр космических лучей, а также спектр синхротронного излучения электронов и позитронов радиогалактик формируются общим физическим механизмом, связанным с ускорением частиц космической плазмы электрическим и одновременно замедлением их магнитным полями спиралей.

4. Получен вывод, что расстояния до далеких галактик и квазаров, установленные на основании измерения величины красного смещения, являются завышенными. Это завышение обусловлено двумя причинами: 1) некорректным учетом межгалактического поглощения при калибровке величины постоянной Хаббла по фотометрическим данным и 2) не учетом вклада в величину красного смещения некосмологической составляющей, вызванной ускорением излучающего вещества в самих галактиках.

5. В силу двойственной звездно-плазменной природы галактик, поведение этих систем не может быть адекватно описано в рамках общей теории относительности, носящей сугубо гравитационный характер. Поэтому основанная на выводах этой теории гипотеза Большого взрыва Вселенной несостоятельна и нуждается в серьезной ревизии. Эта несостоятельность, в частности, приводит к проблемам «темной материи» и «темной энергии», свидетельствующим о кризисе данной гипотезы.

6. Переход от существующих в космологии взглядов на Вселенную к представлениям, развиваемым галактоцентрической парадигмой, устраняет обе проблемы. Данная парадигма возвращает наши знания о космосе в лоно естественных наук, которые строятся, в первую очередь, на наблюдениях, а не на мнениях авторитетов, руководствующихся недостаточно эмпирически обоснованными гипотезами и теориями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Временем рождения современных естественных наук может считаться второй век нашей эры, когда К. Птолемеом (87–165) были заложены основы общей мировоззренческой концепции, получившей позднее название геоцентрической парадигмы. Согласно ей все явления, происходящие на «небесной» и «земной» сферах, связывались с самой нашей планетой.

В средние века, в первую очередь благодаря Н. Копернику (1473–1543), Г. Галилею (1564–1642) и И. Кеплеру (1571–1630), наблюдения за небесной сферой обособились в самостоятельную область знания – астрономию. Что касается сферы земной, то еще недавно в ее изучении безраздельно господствовало геоцентрическое мышление. Геологические, климатические, биологические и другие планетарные явления объяснялись причинами, вызываемыми процессами на самой Земле, прежде всего, в ее глубоких недрах.

В начале XX века В.И. Вернадский, А.Л. Чижевский, М. Миланкович и др. показали, что для объяснения происходящих на нашей планете процессов притяжения лишь эндогенных факторов недостаточно. Наряду с ними следует также учитывать влияние на Землю процессов в Солнечной системе: вариаций солнечной активности, движение Земли и планет вокруг Солнца, вращение Луны, падение на Землю астероидных тел и др.

О влиянии на Землю Галактики, т.е. космоса «дальнего», до последнего времени было известно крайне мало. Поэтому в науках о Земле и Солнечной системе этот фактор во внимание серьезно не принимался.

Открытие астрофизического явления струйного истечения газопылевого вещества из центра спиральных галактик и разработка на его основе галактоцентрической парадигмы радикально меняют ситуацию.

В данной книге приведены доказательства реальности струйного истечения вещества из центра Галактики как важного астрофизического явления, сильно влияющего на процессы в Солнечной системе и на ее планетах. Нами показано, что в области космического естествознания фактически нет ни одной научной дисциплины, будь то астрономия, космогония, планетология, физика Земли, геология, геохимия и др., которые могли бы решать свои проблемы без учета данного явления либо его отдельных следствий.

История открытия струйного истечения полна драматизма и весьма поучительна. Это явление известно людям еще с глубокой древности. Однако в силу определенных обстоятельств знания о нем оказались забыты.

Эмпирические факты, приведшие, в конце концов, к его повторному открытию независимо накапливались астрономией и геологией на протяжении XIX и XX веков. В геологических науках этому, прежде всего, способствовали исследования Ж. Кювье (1812), нашедшие отражение в его гипотезе природных катастроф. Столетие спустя это явление было обнаружено Я. Каптейном (1900) и в астрономии. Получив широкую огласку, оно оказа-

лось не понятым и позднее отвергнутым. Работы Я. Каптейна стимулировали теоретические исследования Дж. Джинса. Исходя из существовавших в начале прошлого века неверных представлений о галактиках, он предложил по существу правильную газодинамическую теорию этого явления.

Во второй половине XX века благодаря работам астрономов В. Бааде и В.Е. и И.Д. Караченцевых, явление струйного истечения могло приобрести статус твердо установленного факта. Однако обе работы были отнесены к категории ошибочных, и это открытие затянулось еще на четверть века.

Решающие доказательства явления были представлены автором в конце 1980-ых годов. Важным инструментом достижения этой цели стала разработка модели, которая позволила установить четкую причинно-следственную связь геологических событий на Земле со спиральным строением нашей звездной системы и движением в ней Солнца. Позднее на основе модели были получены согласованные решения ряда крупных естественнонаучных проблем. Многие из них были поставлены одно-два столетия назад и все это время стимулировали развитие научной мысли.

Создание галактической парадигмы открыло качественно новый этап в развитии естественных наук, при котором астрономия и геология уже не могут рассматриваться как независимые друг от друга области научного знания. Эта книга иллюстрирует данный вывод многими примерами.

В этой связи большое внимание в книге уделено ревизии с позиций галактической парадигмы некоторых воззрений, сложившихся к настоящему времени в геологических и астрономических науках. Такая ревизия позволяет указать на ряд заблуждений этих наук по конкретным вопросам.

В науках о Земле – это, прежде всего, сохранившаяся со времен Птолемея геоцентрическая парадигма, допускающая геологическую эволюцию Земли в изоляции от галактических процессов. Последние же являются основным фактором развития, как Земли, так и в целом Солнечной системы.

Не менее важна ревизия и астрономических взглядов, прежде всего, в вопросах физики галактик, интерпретации красных смещений и космологии. Достаточно сказать, что галактики – этого не разлетающиеся после космологического взрыва сгустки материи, состоящей из неизвестного науке вещества, а огромные сферические звездные системы, возраст которых, как минимум, в десятки раз превышает предполагаемое в космологии время образования Вселенной.

Автор надеется, что данная книга будет содействовать концентрации усилий научного сообщества на наиболее важных и актуальных направлениях космического естествознания. В конечном итоге, это должно привести к более динамичному развитию всей системы современных наук, что позволит более эффективно решать стоящие перед человечеством неотложные задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авдеев А.Б.* К проблеме галактической геохронологии // Известия АН КазССР. Сер. Геология. 1973. №2. С.1-8.
2. *Авсюк Ю.Н.* Приливные силы и приливные процессы. М.: ОИФЗ РАН. 1996. 188 с.
3. *Азекян Т.А.* Звезды, галактики, Метагалактика. М.: Наука. 1981. 416 с.
4. *Агрест М.М.* Космонавты древности // На суше и на море. М. 1961. С.541.
5. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир. 1977. 446 с.
6. *Алексеев А.С.* Глобальные биотические кризисы и массовые вымирания в фанерозойской истории Земли // Биотические события на основных рубежах фанерозоя. М.: МГУ 1989. С.22-47.
7. *Алексеев А.С.* Массовые вымирания в фанерозое. Диссертация на соискание учен. степ. д.г.-м.н. М.: МГУ. 1998.
8. *Альвен Х.* Как следует подходить к космологии? // Вопросы физики и эволюции космоса. Ереван: АН Арм. ССР. 1978. С.38-64.
9. *Альвен Х., Аррениус Г.* Эволюция Солнечной системы. М.: Мир. 1979. 512 с.
10. *Анисонян М.* О древней цивилизации шумеров // Еженедельник «Необъявленный визит». 1997. №7. С.23-24.
11. *Арнольд В.И.* Теория катастроф. М.: Наука. 1990. 128 с.
12. *Артемов А.В.* О происхождении осевого вращения Земли // Ученые записки Ярослав. пед. ин-та. Астрономия. 1963. Вып.56. С.9-86.
13. *Артемов А.В., Радзиевский В.В.* О происхождении осевого вращения планет // Астрономический журнал. 1965. Т.42. №1. С.124-128.
14. *Артюшков Е.В.* Физическая геотектоника. М.: Наука. 1993. 456 с.
15. *Артюшков Е.В.* Новейшие поднятия земной коры на континентах как следствие подъема из мантии крупных масс горячего вещества // Доклады АН. 1994. Т.336. №5. С.680-683.
16. *Архангельский А.Д.* Условия образования нефти на Северном Кавказе. М.-Л.: Изд-во Сов. нефт. пром. 1927.
17. *Астрономия: век XXI / ред. сост. В.Г. Сурдин.* Фрязино.: Век 2, 2007. 608 с.
18. *Афанасьев С.Л.* Геологический возраст начала и продолжительность веков и фаз фанерозоя. Препринт. М.: ВЗПИ. 1990.
19. *Афанасьев С.Л.* Геохронологическая шкала докембрия и геологические шкалы // Циклы природных процессов, опасных явлений и экологическое прогнозирование. М.: РАЕН. 1991. Вып.1, С.48-66.
20. *Афанасьев С.Л.* Изотопная шкала венда-фанерозоя // Геология и геофизика. 1993. №3. С.3-9.
21. *Афанасьев С.Л., Фельдман В.И.* Астрономия и начала геологических веков // Астрономический вестник. 1996. Т.30. №1. С.33-36.

22. *Аширов К.Б., Боргест Т.М., Карев А.Л.* Обоснование причин многократной восполнимости запасов нефти и газа на разрабатываемых месторождениях Самарской области // Известия Самарского НЦ РАН. 2000. Т.2. №1. С.166-173.
23. *Бааде В.* Эволюция звезд и галактик. М.: Мир. 1966. 300 с.
24. *Бабаджанов П.Б.* Метеоры и их наблюдения. М.: Наука. 1987. 192 с.
25. *Баженова О.К., Бурлин Ю.К., Соколов Б.А., Хаин В.Е.* Геология и геохимия нефти и газа. М.: МГУ, 2000. 384 с.
26. *Базилевский А.Т.* Распределение по размерам лунных кратеров // Космические исследования. 1973. Т.11. Вып.4. С.612-622.
27. *Базилевский А.Т., Иванов Б.А., Флоренский К.П. и др.* Ударные кратеры на Луне и планетах. М.: Наука. 1983.
28. *Бакал Дж.* Нейтринная астрофизика. М.: Мир. 1993.
29. *Балашов Ю.А.* Шкала периодичности энергетической разрядки Земли от архея до фанерозоя в проблеме геохронологического изотопно-геохимического и геофизического обоснования стадийности корообразования // Изотопное датирование геологических процессов: Новые методы и результаты. Тез. док. I Российской конф. по изотопной геохронологии. ИГЕМ РАН. М.: ГЕОС. 2000. С.44-47.
30. *Балуховский Н.Ф.* Геологические циклы. Киев: Наук. думка. 1966. 168 с.
31. *Баренбаум А.А.* Цикличность геологических процессов в свете новых представлений о строении Галактики // Геодинамические основы прогнозирования нефтегазоносности недр. Тез. док. I Всес. конф. М.: МИНГ. 1988. Ч.1. С.26-27.
32. *Баренбаум А.А.* Новые представления о происхождении комет и их взаимодействиях с объектами Солнечной системы // Кометный циркуляр. 1990. № 418. Киев. С.11-12.
33. *Баренбаум А.А.* О природе С-астероидов и углистых хондритов // Кометный циркуляр. 1990а. № 419. С.9-10.
34. *Баренбаум А.А.* Космогонические основания // Общая и полевая геология: Учебник для вузов / ред. А.Н. Павлов. Л.: Недра. 1991. С.445-455.
35. *Баренбаум А.А.* Мегацикличность геологических процессов и эволюция Галактики // Циклы природных процессов, опасных явлений и экологическое прогнозирование. М.: Изд-во РАЕН. 1991а. Вып.1. С.27-47.
36. *Баренбаум А.А.* Происхождение астероидов и метеоритов (новая космогоническая концепция) // Концептуальные основы геологии. СПб.: СПбГИ. 1992. С.9-27. (Записки СПб горного и-та. Т.134).
37. *Баренбаум А.А.* Солнечная система в эпоху взрыва Фазтона. Происхождение Луны // Концептуальные основы геологии. СПб.: СПбГИ. 1992а. С.95-106.
38. *Баренбаум А.А.* Двойственная природа спиральных галактик // Циклы природных процессов, опасных явлений и экологическое прогнозирование. М.: РАЕН. 1993. Вып.3. С.58-95.

39. *Баренбаум А.А.* Природа геохронологической цикличности // Математические методы анализа цикличности в геологии. М.: Изд-во РАЕН, 1994. Вып.6. С.197-233.
40. *Баренбаум А.А.* Предварительный расчет вертексов Каптейна. Препринт №23. ИПНГ РАН. М. 1995.
41. *Баренбаум А.А.* Органическая и неорганическая гипотезы происхождения нефти в свете новых представлений об эволюции планеты // Нефть России. 1996. №8 (22). С.32-34.
42. *Баренбаум А.А.* Эффективная толщина газопылевых дисков звезд на стадии планетообразования // Материалы IV съезда астрономического общества. Труды ГАИШ. М.: МГУ, 1998. С.118-125.
43. *Баренбаум А.А.* Многочастотный параметрический резонанс в системах спутников планет-гигантов // Материалы IV съезда астрономического общества. Труды ГАИШ. М.: МГУ, 1998а. С.292-299.
44. *Баренбаум А.А.* О поступлении космического углерода и его круговороте на Земле // Экосистемные перестройки и эволюция биосферы. М.: ПИН РАН, 1998б. Вып.3. С.15-29.
45. *Баренбаум А.А.* Механизмы самоорганизации при глобальном геохимическом круговороте вещества на Земле // Синергетика. М.: МГУ, 2000. Т.3. С.275-295.
46. *Баренбаум А.А.* Галактика, Солнечная система, Земля. Соподчиненные процессы и эволюция. М.: ГЕОС. 2002. 393 с.
47. *Баренбаум А.А.* Подтверждение гипотезы О.Ю. Шмидта о природе твердого ядра планет-гигантов // Вестник ОНЗ РАН. №1(21).2003. URL: http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/1-2003//informbul-1_2003/planet-6.pdf.
48. *Баренбаум А.А.* О механизме образования подводных гор галактическими кометами // Вестник ОНЗ РАН. №1(22).2004. URL: http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/1-2004//informbul-1_2004/planet-15.pdf
49. *Баренбаум А.А.* Причина «биотической революции» в венде-кембрии с позиций кометно-галактической гипотезы // Доклады АН. 2004а. Т.398. №4. С.513-515.
50. *Баренбаум А.А.* Механизм формирования скоплений нефти и газа // Доклады АН. 2004б. Т.399. №6. С.802-805.
51. *Баренбаум А.А.* Воздействие галактических комет на внешние оболочки планет земной группы // Физика экстремальных состояний вещества – 2005 / ред. В.Е. Фортов и др. Черноголовка: ИПХВ РАН. 2005. С.117-119.
52. *Баренбаум А.А.* Изучение взаимодействия галактических комет с газовыми оболочками планет на основе применения теории абляции и моделей импактного кратерообразования // Физика экстремальных состояний вещества –2006 / Ред. В.Е. Фортов и др. Черноголовка: ИПХФ

- РАН. 2006. С.154-155.
53. *Баренбаум А.А.* Подводные горы как области современного магматизма. Причина и механизм их возникновения // Области активного тектогенеза в современной и древней истории Земли. Т.1. Матер. XXXIX Тектонического совещания. М.: ГЕОС. 2006а. С.33-37.
 54. *Баренбаум А.А.* К истокам эзотерического знания догонов // «Дельфис». 2006б. №3(47). С.78-86.
 55. *Баренбаум А.А.* О возможной связи газогидратов с субмаринными подземными водами // Водные ресурсы. 2007. Т.34. №5. С.620-625.
 56. *Баренбаум А.А.* Новый взгляд на природу темной материи и темной энергии // Труды Всероссийской астрономической конференции (ВАК–2007). Казань: Изд-во Казанского гос. ун-та. 2007а. С.429-431.
 57. *Баренбаум А.А.* Процессы в земной коре и верхней мантии: проблемы горообразования и новейших поднятий земной коры // Связь поверхностных структур земной коры с глубинными. Матер. XIV Межд. конф. Петрозаводск: Карельский НЦ РАН. Ч.1. 2008. С.43-47.
 58. *Баренбаум А.А.* Научная революция в нефтегазообразовании // Уральский геологический журнал. 2009. №2 (68). С.16-29.
 59. *Баренбаум А.А., Абля Э.А.* Вещественные доказательства полигенеза нефти // Доклады АН. 2009. (В печати).
 60. *Баренбаум А.А., Баталин О.Ю.* О фазовых преобразованиях углеводородов в процессе глобального геохимического круговорота // Новые идеи в геологии и геохимии нефти и газа. Нетегазовая геология в XXI веке. М.: МГУ. 2001. Ч.1. С.40-42.
 61. *Баренбаум А.А., Закиров С.Н., Закиров Э.С., Индрупский И.М., Лукманов А.Р.* Интенсификация притока глубинных углеводородов // Доклады АН. 2005. Т.406. №2. С.221-224.
 62. *Баренбаум А.А., Гладенков Ю.Б., Ясаманов Н.А.* Геохронологические шкалы и астрономическое время // Стратиграфия. Геологическая корреляция. 2002. Т.10. №2. С.3-14.
 63. *Баренбаум А.А., Литвинова Т.В.* Периодичность эпох фосфатонакопления и ее возможные космические причины // Доклады АН. 2002. Т.385. №2. С. 220-222.
 64. *Баренбаум А.А., Литвинова Т.В.* Распространение фосфатов и солей в свете космической гипотезы // Доклады АН. 2003. Т.389. №2. С.214-218.
 65. *Баренбаум А.А., Литвинова Т.В.* О механизме возникновения палеозойских фосфатов и солей // Доклады АН. 2005. Т.405. №4. С.501-506
 66. *Баренбаум А.А., Хаин В.Е., Ясаманов Н.А.* Крупномасштабные тектонические циклы: анализ с позиций галактической концепции // Вестник МГУ. Сер. 4. Геология. 2004. №3. С.3-16.
 67. *Баренбаум А.А., Шиловская Т.И., Шиловский А.П.* Современное нефтегазообразование // Углеводородный потенциал фундамента молодых и

- древних платформ. Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та. 2006. С.34-38.
68. *Баренбаум А.А., Шувалов В.В.* Моделирование взаимодействия галактических комет с атмосферой // Физика экстремальных состояний вещества –2007/ Ред. В.Е. Фортов и др. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2007. С.139-140.
69. *Баренбаум А.А., Ясаманов Н.А.* Опыт построения детальной геохронологической шкалы позднего рифея на основе новых представлений о строении Галактики // Доклады АН. 1995. Т.344. №5. С.650-653.
70. *Баренбаум А.А., Ясаманов Н.А.* Геохронологическая шкала как объект приложения астрономической модели // Вестник МГУ. Сер. геология. 1999. №1. С. 12-18.
71. *Баренбаум А.А., Ясаманов Н.А.* Эволюция гидросферы и галактические кометы // Вестник МГУ. Сер. геология. №4. 2001. С.9-19.
72. *Баренбаум А.А., Ясаманов Н.А.* Галактические кометы как один из ведущих факторов тектонической эволюции планет земной группы // Тектоника и геодинамика континентальной литосферы. Материалы 36 Тектонического совещания. М.: ГЕОС. 2003. Т.1. С.24-26.
73. *Баренбаум А.А., Ясаманов Н.А.* О возможной причине покровных оледенений // Бюл. Моск. о-ва испытателей природы. Отд. геологии. 2004. Т.79. Вып.6. С. 13-21
74. *Баркин Ю.В.* Механизм возрастания среднего уровня океана и решение “attribution problem” // Геология морей и океанов. Материалы XVII Межд. конф. по морской геологии. Т. IV. М.: ГЕОС. 2007. С.21-23.
75. *Басков Е.А., Беленицкая Г.А., Романовский С.И. и др.* Литогеодинамика и минералогия осадочных бассейнов / Ред. А.Д. Щеглов. СПб.: ВСЕГЕИ. 1998. 480 с.
76. *Басков Е.А., Кирюхин В.А.* Эволюция подземной гидросферы в истории Земли // Эволюция геологических процессов в истории Земли. М.: Наука. 1993. С.175-182.
77. *Баталин О.Ю., Брусиловский А.И., Захаров М.Ю.* Фазовые равновесия в системах природных углеводородов. М.: Недра. 1992. 272 с.
78. *Батулин Г.Н.* Фосфориты на дне океанов. М.: Наука. 1978. 231с.
79. *Батулин Г.Н.* Гипотезы фосфогенеза и океанская среда // Литология и полезные ископаемые. 1999. №5. С.451-472.
80. *Бегельман М.С., Блэндфорд Р.Д., Рис. М.Д.* Теория внегалактических источников радиоизлучения // Физика внегалактических источников радиоизлучения. М: Мир. 1987. С.9-295.
81. *Беленицкая Г.А.* Соленосные осадочные бассейны. Литологофациальный, геодинамический и минералогический анализ. СПб.: ВСЕГЕИ. 2000. 72 с.
82. *Бембель Р.М., Бембель С.Р., Мегеря В.М.* Геосолитонная природа субвертикальных зон деструкции // Геофизика. Спец. выпуск к 50-летию «Хантымансийскгеофизики». 2001. С.36-50.

83. *Бербидж Дж., Хойл Ф.* Почему только модель расширяющейся Вселенной? // В Мире науки. 1992. №4. С.95-96.
84. *Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. и др.* Астрофизика космических лучей. / Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Наука. 1984. 360 с.
85. *Берри Б.Л., Кузнецов О.Л., Баренбаум А.А.* Циклы: состояние и проблемы исследований // Вестник МГУ. Сер. география. 1992. №1. С.17-24.
86. *Блаватская Е.П.* Тайная доктрина. М.: КМП «Сирин» совместно «ТТТ Интернешнл». Т.1, кн. 1, 2; Т.2, кн. 3, 4; Т.3. 1993.
87. *Богдасаров Ю.А.* Галактическая цикличность геологических процессов // Природа. 1981. №8. С.57-59.
88. *Божко Н.А.* Поздний докембрий Гондваны. М. 1984.
89. *Божко Н.А.* Геодинамическая инверсия в полярной системе северного и южного полушарий Земли // Вестник МГУ. Сер. геология. 1992. №5. С.27-38.
90. *Божко Н.А.* Суперконтинентальная цикличность в тектоническом развитии литосферы // Тектоника и геодинамика континентальной литосферы. Матер. 36-го Тектон. совещ. М.: ГЕОС. 2003. Т.1. С.56-60.
91. *Болт Б.* В глубинах Земли. М.: Мир. 1985. 189 с.
92. *Борисенков Е.П., Кондратьев К.Я.* Круговорот углерода и климат. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 320 с.
93. *Борукаев Ч.Б.* Схема общей периодизации тектонической истории Земли // Геология и геофизика. 1977. №12. С.3-11.
94. *Борукаев Ч.Б.* Кратонизация // Геология и геофизика. 1983. №7. С.15-21.
95. *Борукаев Ч.Б.* Тектоника литосферных плит в архее. Новосибирск, 1999.
96. *Браун Д., Массет А.* Недоступная Земля. М.: Мир, 1984. 263 с.
97. *Браунли Д.Е.* Межпланетная пыль – ее физическая природа и вход в атмосферы планет земной группы // Кометы и происхождение жизни. М.: Мир, 1984. С.69-77.
98. *Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 173 с.
99. *Бронштэн В.А.* Метеоры, метеориты, метеороиды. М.: Наука, 1987. 176 с.
100. *Бронштэн В.А.* Клавдий Птолемей: II век. М.: Наука, 1988.
101. *Бронштэн В.А.* Махатмы и астрономия // Жур. «Мир огненный». 1996. №1. С.44-57.
102. *Бубнов С.Н.* Основные проблемы геологии. М.: МГУ, 1960. С.199-212.
103. *Будыко М.И.* Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 351 с.
104. *Будыко М.И., Ронов А.Б., Янишин А.Л.* История атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 208 с.
105. *Бушинский Г.И.* Формация Фосфория. М.: Наука, 1966. 192 с.
106. *Бютнер Э.К.* Планетарный газообмен O₂ и CO₂. Л.: Гидрометеиздат, 1986.
107. *Бялко А.В.* Наша планета Земля. М.: Наука. 1989. 240 с.

108. *Бялко А.В.* Микролинзирование: статистический подход // *Природа*. 1994. №11. С.24-29.
109. *Вассоевич Н.Б.* О происхождении нефти (развитие органической теории от М.В. Ломоносова до наших дней) // *Вестник МГУ. Сер.4. геол.* №3. 1952.
110. *Вассоевич Н.Б.* Геохимия органического вещества и происхождение нефти. Избранные труды. М.: Наука, 1986. 386 с.
111. *Вейл П.Р., Митчем Р.М., Томпсон С.Ш.* Глобальные циклы относительных изменений уровня моря // *Сейсмическая стратиграфия*. М.: Мир, 1981. Т.1. С.160-183.
112. *Веймарн А.Б., Найдин Д.П., Конаевич Л.Ф., Алесеев А.С., Назаров М.А.* Методы анализа глобальных катастрофических событий при детальном стратиграфическом исследовании. Методические рекомендации. М.: МГУ, 1998. 198 с.
113. *Вендская система. Историко-геологическое и палеонтологическое обоснование.* М.: Наука, Т.2. 1985.
114. *Вернадский В.И.* Избранные сочинения. М.: Изд-во АН СССР. 1960. Т.1. 696 с. и Т.4. Книга 2. 652 с.
115. *Вернадский В.И.* Химическое строение биосферы Земли и ее окружение. М.: Наука. 2001. 376 с.
116. *Виноградов А.П.* Космохимические проблемы // *Известия АН СССР. Сер. геологическая*. 1974. №7. С.21-32.
117. *Виноградов А.П.* Образование металлических ядер планет // *Геохимия*. 1975. №10. С.1427-1431.
118. *Виноградов А.П.* Избранные труды. Геохимия океана. М.: Наука, 1989. 220 с.
119. *Витковский И.И.* К вопросу о происхождении комет // *Астрон. вест.* 1971. Т.5. №2. С.82-88.
120. *Виттенбург Бернард фон.* Шах планете Земля. М.: Изд-во: «Новая планета». 1998. 558 с.
121. *Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Решение задачи о вращении планет в рамках статистической теории аккумуляции // *Астрон. ж.* 1981. Т.58. №4. С.869-878.
122. *Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // *Физика Земли*. 1996. №6. С.3-16.
123. *Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С.* Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука. 1990. 295 с.
124. *Войткевич Г.В.* Химическая эволюция Солнечной системы. М.: Наука, 1979.
125. *Войткевич Г.В.* Происхождение и химическая эволюция Земли. М.: Недра. 1983. 168 с.
126. *Войтов Г.И.* Химизм и масштабы современного потока природных газов в различных геоструктурных зонах Земли // *Ж. Всес. хим. о-ва им.*

- Д.И. Менделеева. 1986. Т.31. №5. С.533-539.
127. *Войтов Г.И.* О химической и изотопно-углеродной нестабильности свободных газов (газовых струй) в Хибинах // *Геохимия*. 1991. №6. С.769-780.
128. *Войтов Г.И.* О химических и изотопно-углеродных нестабильностях грифонных газов (на примере Южно-Каспийской и Таманской грязе-вулканических провинций) // *Геохимия*. 2001. №4. С.422-433.
129. *Войтов Г.И., Осико Д.Г., Карпов В.П. и др.* О внутрисуточном ходе химического состава газов и содержания изотопа ^{13}C в CH_4 и CO_2 в сейсмически активной зоне (Южный Дагестан) // *Доклады АН СССР*. 1981. Т.260. №5. С.1244-1247.
130. *Войтов Г.И., Киссин И.Г., Гохберг М.Б. и др.* О динамике изменений состава газов подземных вод в период подготовки Газлинского землетрясения 19.03.1984 г. // *Доклады АН СССР*. 1985. Т.284. №1. С.77-78.
131. *Войтов Г.И., Абдувалиев А.К., Аммосов С.И. и др.* О вариациях химического состава углеводородных газов в истощенных пластовых системах нефтяных месторождений Сель-Рохо (Западная Фергана) и Абузы (Краснодарский край) // *Доклады АН*. 1990. Т.313. №5. С.1085-1089.
132. *Воронов А.Н.* Газовые поля подземной гидросферы и их роль в развитии литосферы // *Роль подземной гидросферы в истории Земли*. М.: Наука. 1980. С.80-90.
133. *Воронов А., Стром Р.Г., Гаркис М.* Интерпретация кратерной летописи: от Меркурия до Ганимеда и Каллисто // *Спутники Юпитера*. М.: Мир, 1986. Ч.2. С.5-48.
134. *Воронцов-Вельяминов Б.А.* Внегалактическая астрономия. М.: Наука, 1972. 464 с.
135. *Воронцов-Вельяминов Б.А.* Внегалактическая астрономия. Изд. второе. М.: Наука, 1978. 480 с.
136. *Всехсвятский С.К.* Природа и происхождение комет и метеорного вещества. М.: Просвещение. 1967. 184 с.
137. *Вуд Дж.* Происхождение Луны // *Спутники планет*. М.: Мир. 1980. С. 561.
138. *Гаврилов В.П.* Происхождение нефти. М.: Наука. 1986. 176 с.
139. *Гаврилов В.П.* Возможные механизмы естественного восполнения запасов на нефтяных и газовых месторождениях // *Геология нефти и газа*. 2008. №1. С.56-64.
140. *Галимов Э.М., Банникова Л.А., Барсуков В.Л.* О веществе, сформировавшем верхнюю оболочку Земли // *Геохимия*. 1982. Вып.6. С.473-489.
141. *Галимов Э.М., Мигдисов А.А., Ронов А.Б.* Вариации изотопного состава карбонатного и органического углерода осадочных пород в истории Земли // *Геохимия*. 1975. №3. С.323-342.
142. *Галкин И.Н.* Геофизика Луны. М.: Наука. 1978. 176 с.
143. *Гаррельс Р.М., Маккензи Ф.Т.* Эволюция осадочных пород. М.: Мир.

1974. 272 с.
144. *Гаррелс Р.М., Перри Е.А., Маккензи Ф.Т.* Образование докембрийских железорудных формаций и эволюция атмосферного кислорода // Докембрийские железорудные формации Мира. М.: Мир. 1975. С.349-357.
 145. Геохронологическая таблица / ред. В.Е. Хаин. Л.: ВСЕГЕИ. 1978.
 146. *Гибсон Э.* Спокойное Солнце. М.: Мир. 1977. 408 с.
 147. *Гиндалис Л.М.* Поразительная астрономия догонов // Техника молодежи. 1978. №1. С.57.
 148. *Гиндалис Л.М.* Проблема сверхнаучного знания // Новая эпоха. 1999. №1(20). С.96-103; №2(21). С.68-69.
 149. *Гиндалис Л.М.* SETI: поиск внеземного разума. М.: Изд-во физико-математической литературы. 2004. 648 с.
 150. *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы М.: Наука. 1981. 304 с.
 151. *Гинзбург В.Л.* // Успехи физических наук. 1978. Т.124. С.307.
 152. *Гладенков Ю.Б.* Биосферная стратиграфия (проблемы стратиграфии начала XXI века). М.: ГЕОС. 2004. 120 с. (Труды ГИН РАН. Вып. 551).
 153. *Глебов Л.С.* Молекулярно-массовое распределение n-парафинов тенгизской нефти // Нефтехимия. 2002. Т.42. №2. С.92-94.
 154. *Глебов Л.С., Клигер Г.А.* Молекулярно-массовое распределение продуктов синтеза Фишера-Тропша // Успехи химии. 1994. Т.63. №2. С.192 - 202.
 155. *Глебовицкий В.А., Шемякин В.М.* Главнейшие рубежи геологической эволюции Земли в раннем докембрии // Общая и региональная геология, геология морей и океанов, геологическое картирование: Обзор. М.: АОЗТ «ГЕОМАРК», 1995. 47 с.
 156. *Глушнев И.Н.* Синтетические показатели цвета и распределения энергии в спектрах звезд солнечного типа // Астрон. ж. 1994. Т.71. №4. С.652-656.
 157. *Голд Т.* Происхождение природного газа и нефти // Ж. Всес. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева. 1986. Т.31. №5. С.547-556.
 158. *Голдич С.С.* Возраст докембрийских полосчатых железорудных формаций // Докембрийские железорудные формации Мира. М.: Мир. 1975. С.286-297.
 159. *Голдрайх П.* История лунной орбиты // Приливы и резонансы в Солнечной системе. М.: Мир, 1975. С.97-128.
 160. *Голицын Г.С.* Последствия ядерной войны для атмосферы // Природа. 1985. №6. С.22-29.
 161. *Гольберт А.В.* Основы региональной палеоклиматологии. М.: Недра. 1987. 222 с.
 162. *Гончаров Г.Н.* Трехмерная структура местного рукава Галактики // Известия ГАО в Пулкове. 2002. №216. С.84-99.
 163. *Гончаров Г.Н., Орлов В.В.* Глобальные повторяющиеся события в исто-

- рии Земли и движение Солнца в Галактике // *Астрономический журнал*. 2003. Т.80. №11. С.1002-1012.
164. *Гончаров М.А.* Западная и северная компоненты дрейфа континентов как результат вынужденной конвекции в мантии по «правилу буравчика» // *Тектоника и геофизика литосферы*. Т.1. М.: ГЕОС. 2002. С.128-131.
165. *Горбовский А.* Загадки древнейшей истории. М.: Знание, 1971.
166. *Горбунов Д.С., Рубаков В.А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. М.: Изд-во ЛКИ. 2008. 552 с.
167. *Горькавый Н.Н.* Самоорганизация Солнечной системы // *Науч. инф. Астрон. Совета АН СССР*. Рига: Зинатне. 1990. №68. С.66-71.
168. *Горькавый Н.Н., Фридман А.М.* Физика планетных колец. М.: Наука. 1994. 349 с.
169. *Григорян С.С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // *Космич. исследования*. 1979. Т.17. Вып.6. С.875-893.
170. *Гринберг Р.* Эволюция орбит галилеевых спутников // *Спутники Юпитера*. М.: Мир. 1985. Т.1. С.79-107.
171. *Гринстейн Дж. Л.* Сравнение данных наблюдений звезд с теорией нуклеосинтеза // *Ядерная астрофизика*. М.: Мир, 1986. С.53-72.
172. *Грушинский Н.П.* Теория фигуры Земли. М.: Наука. 1976.
173. *Губкин И.М.* Учение о нефти. М. 1937.
174. *Гудкова Т.В., Жарков В.Н., Леонтьев В.В.* Модели Урана и Нептуна с частично перемешанными оболочками // *Астрон. вестн.* 1988. Т.22. №1. С.23-40.
175. *Гудкова Т.В., Жарков В.Н., Леонтьев В.В.* Модели Юпитера и Сатурна с двухслойной молекулярной оболочкой // *Астрон. вест.* 1988. Т.22. №3. С.252-262.
176. *Гулиев А.С.* К проблеме происхождения периодических комет // *Кинематика и физика небесных тел*. 1992. Т.8. №4. С.51-60.
177. *Гулиев И.С.* Субвертикальные геологические тела: механизмы формирования и углеводородный потенциал // *Новые идеи в геологии и геохимии нефти и газа. Актуальные проблемы геологии и геохимии нефти и газа. Матер. 7 Межд. конф.* М.: ГЕОС. 2004. С.153-156.
178. *Гуревич Л.Э., Лебединский А.И.* Закон планетных расстояний и вращение планет // *Доклады АН СССР*. 1950. Т.74. №6. С.1061-1064.
179. *Гэттли Я.* Инфракрасные наблюдения галактического центра // *Центр Галактики*. М.: Мир. 1984. С.40-48.
180. *Датировка звездного каталога «Альмагеста»* / В.В. Калашников, Г.В. Носовский, А.Т. Фоменко. М.: Изд-во «Факториал». 1995. 286 с.
181. *Дерпгольц В.Ф.* Вода во Вселенной. Л.: Недра. 1971. 220 с.
182. *Джамалов Р.Г., Сафронова Т.И.* Об оценке выноса химических элементов с подземным стоком в Мировой океан // *Водные ресурсы*. 2002. Т.29. №6. С.680-686.

183. *Джинс Дж.* Движение миров. М.: Гостехиздат. 1933.
184. *Дмитриев А.Н.* Махатмы и наука о новых качествах Солнечной системы. Томск. 1995.
185. *Добрецов Н.Л.* Мантийные суперплюмы как причина главной геологической периодичности и глобальных перестроек // Доклады АН. 1997. Т.357. №6. С.797-801.
186. *Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г.* Глубинная геодинамика. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2001. 408 с.
187. *Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г.* Физико-химические условия на границе ядро-мантия и образование термохимических плюмов // Доклады АН. 2003. Т.393. №6. С. 797-801.
188. *Добровольский О.В.* Кометы. М.: Наука. 1966.
189. *Додд Р.Т.* Метеориты. Петрология и геохимия. М.: Мир. 1986. 384.
190. *Долгополова Е.Н., Марочник Л.С.* Численное моделирование эволюции облака Оорта // Астрономический вестник. 1987. Т.21. №4. С.331-334.
191. *Дорофеева В.А., Макалкин А.Б.* Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты. М.: Едиториал УРСС, 2004. 264 с.
192. *Дроздова Н.Ю., Киселев В.М.* Эволюция системы Земля-Луна согласно эмпирическим данным и теории Макдональда-Голдрайха // Астрон. ж. 1995. Т.72. №2. С.767-772.
193. *Дьяконов А.И.* О новой концепции образования залежей углеводородов и ведущей роли динамотектонических процессов в продолжительности формирования древних и молодых платформ (на примере Тимано-Печорского и Азово-Кубанского НГБ) // Новые идеи в геологии и геохимии нефти и газа. Матер. II Межд. конф. М.: МГУ, 1998. С.167-168.
194. *Дюнин В.И., Корзун А.В.* Движение флюидов: происхождение нефти и формирование месторождений углеводородов. Обзорная информация. М.: Научный мир, 2003. 98 с.
195. *Емельянов В.В.* Древний шумер. Очерки культуры. СПб: Изд-во «Петербургское Востоковедение», 2001. 360 с.
196. *Еремеева А.И., Цицин Ф.А.* История астрономии: Учебник. М.: МГУ, 1989. 349 с.
197. *Ефимов А.А., Заколдаев Ю.А., Шпитальная А.А.* Астрономические основания абсолютной геохронологии // Проблемы исследования Вселенной. Л.: ГАО АН СССР. 1985. Вып.10. С.185-201.
198. *Ефремов Ю.Н.* В глубины Вселенной. М.: Наука. 1984. 224 с.
199. *Ефремов Ю.Н.* Очаги звездообразования в галактиках: Звездные комплексы и спиральные рукава. М.: Наука. 1989. 248 с.
200. *Ефремов Ю.Н.* Звездные острова. Фрязино: Изд-во «Век 2». 2005. 272 с.
201. *Жамойда А.И., Мазарович О.А., Соколов Р.И.* Общая стратиграфическая (геохронологическая) шкала. СПб. 1993.
202. *Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука. 1983.

203. *Жарков В.Н.* Об истории лунной орбиты // *Астрон. вест.* 2000. Т.34. №1. С.3-14.
204. *Жарков М.А.* История палеозойского соленакопления. Новосибирск: Наука, 1978. 272 с.
205. *Жулева Е.В.* Геоморфология вулканических гор ложа океана. М.: ИО РАН. 2004. 185 с.
206. *Заболотских М.В., Расторгуев А.С., Домбис А.К.* Кинематические параметры молодых подсистем и кривая вращения Галактики // *Письма в Астрон. ж.* 2002. Т.28. №7. С.516-528.
207. *Заварицкий А.Н.* Выступление // *Труды Первого совещания по вопросам космогонии.* М.: Изд-во АН СССР. 1951 С.191-204.
208. *Заколдаев Ю.А.* Геохронометрическая шкала фанерозоя как отражение движения Солнечной системы на галактической орбите // *Стратиграфия и палеонтология палеозоя Арктики.* Л. 1991. С.157-166.
209. *Заколдаев Ю.А.* Галактический год и глобальные геологические циклы. // *Концептуальные основы геологии.* СПб.: СПб горн. ин-т. 1993. Т.134. С.70-76.
210. *Запивалов Н.П.* Флюидодинамические основы реабилитации нефтегазовых месторождений, оценка и возможность увеличения активных остаточных запасов // *Георесурсы.* 2000. №3. С.11-13.
211. *Запивалов Н.П., Попов И.П.* Флюидодинамические модели залежей нефти и газа. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2003. 198 с.
212. *Захаров А.Ф.* Гравитационные линзы и микролинзы. М.: Изд-во «Янус-К». 1997.
213. *Зацепин Г.Т., Кузьмин В.А.* // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1966. Т.4. С.178.
214. *Зекцер И.С.* Сколько воды под Землей? М.: Знание. 1986.
215. *Зекцер И.С., Джамалов Р.Г., Месхетели А.В.* Подземный водообмен суши и моря. Л.: Гидрометеиздат. 1984. 207 с.
216. *Зверев В.П.* Количественная структура глобальных массопотоков подземных вод // *Доклады АН.* 1993. Т.330. №4. С.480-483.
217. *Зверев В.П.* Подземные воды земной коры и геологические процессы. М.: Научный мир, 2007. 256 с.
218. *Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И.* Палеогеодинамика. М.: Наука. 1992.
219. *Ибадинов Х.И.* Заращение кометного ядра тугоплавкой коркой и его эволюция в астероидоподобное тело // *Астрон. вестн.* 1999. Т.33. №4. С.363-368.
220. *Иванов Б.А.* Механика кратерообразования // *Итоги науки и техники.* Сер. Механика деформируемого твердого тела. М.: ВИНТИ. 1981. Вып.14. С.60-128.
221. *Ильин А.В.* Изменчивый лик глубин. Проблемы изученности дна океана. М.: Недра. 1996. 187 с.
222. *Имбри Дж., Имбри К.П.* Тайны ледниковых эпох. М.: Прогресс. 1988.

-
223. Казаков А.В. Фосфатные фации: происхождение фосфоритов и геологические факторы формирования месторождений // Труды НИУФ. Л.-М. 1939. Вып. 45. 108 с.
224. Казимиров Д.А. Десимметрия планет земной группы и спутников и основные фазы их развития // Вопросы планетарного тектогенеза. Тематический сборник. Труды ГИН. М. 1977. Вып.1. С.23-66.
225. Казимиров Д.А., Ситников Б.Д., Порошкова Г.А. и др. Плотность распределения кратеров на Луне, Меркурии и Марсе. Препринт ГИН-ГАИШ. М. 1980.
226. Казимиров Д.А., Родионова Ж.Ф., Ситников Б.Д., Порошкова Г.А. Планетарные закономерности распределения кратеров на Марсе, Луне и Меркурии. Препринт ГИН-ГАИШ. М. 1981.
227. Казимирчак-Полонская Е.И. Захват комет Юпитером и некоторые закономерности в вековой эволюции кометных орбит // Астрометрия и небесная механика. М.-Л. 1978. Вып.7. С.340-383.
228. Казимирчак-Полонская Е.И. О роли Нептуна в преобразованиях кометных орбит и о происхождении комет // Там же, с.384-418.
229. Каймаков Е.А., Матвеев И.Н. Химический состав ядер комет. Препринт ИКИ. М. 1979. № 466.
230. Калганов М.И., Коссовский М.А. Великий дар природы. М.: Недра. 1968. 256 с.
231. Калинин М.К. Неорганическое происхождение нефти в свете современных данных. М.: Недра. 1968. 336 с.
232. Калинин М.К. Соленакопление, образование соляных структур и их влияние на нефтегазоносность. М.: Недра. 1973. 132 с.
233. Камерон А. Образование внешних планет и спутников // Спутники планет. М.: Мир. 1980. С.506-516.
234. Камерон А. Содержание химических элементов и нуклидов в Солнечной системе // Ядерная астрофизика. М.: Мир. 1986. С.33-52.
235. Караченцева В.Е., Караченцев И.Д. Уравнение и средние характеристики спиральных рукавов галактик // Сообщения Бюроканской обс. 1967. Вып.38. С.47-56.
236. Карцев А.А. Гидрогеология нефтяных и газовых месторождений. М.: Гостоптехиздат. 1963.
237. Катастрофические воздействия космических тел. / Ред. В.В. Адушкин и И.В. Немчинов. М.: ИКЦ «Академкнига». 2005. 310 с.
238. Келлер Б.М. Великие оледенения в истории Земли // Сов. Геология, 1972. №9. С.26-35.
239. Келлерман К.И. Радиогалактики и квазары // Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976. С.496-547.
240. Киладзе Р.И. К вопросу о вращении планет вокруг собственной оси // Бюлл. Абастуманск. Астрофиз. обсерв. 1965. №32. С.231-234.
241. Киладзе Р.И. Современное вращение планет как результат развития

- околопланетных роев мелких частиц. Тбилиси: Изд-во «Мецниереба». 1986.
242. *Кинг А.Р.* Введение в классическую звездную динамику. М.: УРСС. 2002. 288 с.
243. *Кирюхин В.А., Коротков А.И., Павлов А.Н.* Общая гидрогеология: Учебник для вузов. Л.: Недра. 1988. 360 с.
244. *Киссин И.Г.* Некоторые вопросы флюидного режима земной коры: умозрительные построения и факты // Физика Земли. 1999. №9. С.103-109.
245. *Клиге Р.К., Данилов И.Д., Конищев В.Н.* История гидросферы. М.: Научный мир, 1998. 369 с.
246. Климат в эпохи крупных биосферных перестроек / Ред. М.А. Семихатов и Н.М. Чумаков. М.: Наука, 2004. 299 с.
247. *Климишин И.А.* Открытие Вселенной. М.: Наука. 1987.
248. *Коваль В.И.* О происхождении комет в Солнечной системе // Астрономический циркуляр. 1976. №927. С.4-6.
249. *Кондратьев К.Я., Крапивин В.Ф.* Моделирование глобального круговорота углерода. М.: Физматлит, 2004. 336 с.
250. *Конторович А.Э.* Осадочно-миграционная теория нефтидогенеза. Состояние на рубеже XX и XXI вв., пути дальнейшего развития // Геология нефти и газа. 1998. №10. С.8-16.
251. *Конторович А.Э.* Очерки теории нефтидогенеза. Избранные статьи. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2004. 545 с.
252. *Корж В.Д.* Геохимия элементного состава гидросферы. М.: Наука. 1991. 243 с.
253. *Корнева И.В.* Миграционные процессы в углеводородной системе молодых месторождений // Новые идеи в геологии и геохимии нефти и газа. Нефтегазоносные бассейны как саморазвивающиеся нелинейные системы. Матер. III Межд. конф. М.: МГУ 1999. С.130-132.
254. *Корценштейн В.Н.* Растворенные газы подземной гидросферы Земли. М.: Недра. 1984. 240 с.
255. *Корчагин В.И.* Нефтеносность фундамента // Прогноз нефтегазоносности фундамента молодых и древних платформ. Тез. докл. Межд. конф. Казань: Изд-во казан. ун-та. 2001. С.39-42.
256. *Костицын В.А.* Эволюция атмосферы, биосферы и климата. М.: Наука. 1984. 96 с.
257. *Косыгин Ю.А.* Земля и Вселенная // Природа. 1986. №12. С.59-67.
258. *Котелкин В.Д., Лобковский Л.И.* Причина цикличности глобального геодинамического процесса // Доклады АН. 1999. Т.366. №3. С.369-371.
259. *Котляков В.М.* Мир снегов и льда. М.: Наука, 1994. 285 с.
260. *Краморовский Я.М., Чечев В.П.* Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987. 160 с.
261. *Краюшкин В.А.* Абиогенно-мантийный генезис нефти. Киев: Наук. думка, 1984. 176 с.

262. Креславский М.А., Вдовиченко Р.В., Хэд Дж.У. Морфометрия малых вулканов на Венере по радарным изображениям // Астрон. вестн. 2000. Т.34. №4. С.291-301.
263. Крживский Л. Теория удара астероида о земной океан и связанные с этим явления // 27 МГК. Сравнительная планетология. Т.19. М. 1984. С. 96-104.
264. Кропоткин П.Н. Дегазация Земли и генезис углеводородов // Ж. всеобщей хим. об-ва им. Д.И. Менделеева. 1986. Т.31. №5. С.540-547.
265. Кропоткин П.Н., Ефремов В.Н. Изменение радиуса Земли в геологическом прошлом // Геотектоника. 1992. №4. С.3-14.
266. Круговорот вещества в природе и его изменение хозяйственной деятельностью человека / ред. К. Рябчиков. М.: МГУ. 1980. 272 с.
267. Крукиенк Д.П., Дегевий Дж., Целлер Б.Г. Внешние спутники Юпитера // Спутники Юпитера. М.: Мир. 1985. Т.1. С.147-164.
268. Кузнецов В.Г. О глобальных соотношениях соленакопления с климатом // Литология и полезные ископаемые. 1997. №1. С.94-98.
269. Кузнецов О.Л., Бери Б.Л., Баренбаум А.А. Природные циклы и экологическое прогнозирование // Циклы природных процессов, опасных явлений и экологическое прогнозирование. М.: РАЕН. 1991. Вып.1. С.6-26.
270. Кукол З. Скорость геологических процессов. М.: Мир. 1987. 346 с.
271. Куликовский П.Г. Звездная астрономия. М.: Наука. 1985. 272 с.
272. Кун Т. Структура научных революций. М.: Изд-во АСТ, 2003. 605 с.
273. Курильчик В.Н. О выбросе М 87 // Письма в астрон. ж. 1979а. Т.5. №9. С.439.
274. Курильчик В.Н. Узлы выброса М 87 // Письма в астрон. ж. 1979б. Т.5. №11. С.563.
275. Кусков О.Л., Дорофеева В.А., Кронрод В.А., Макалкин А.Б. Системы Юпитера и Сатурна: Формирование, состав и внутренне строение крупных спутников. М.: Изд-во ЛКИ. 2009. 576 с.
276. Кусков О.Л., Хитаров Н.И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Наука. 1982. 278 с.
277. Кутузов С.А., Осипков Л.П. Двухкомпонентная модель гравитационного поля Галактики // Астрономический журнал. 1989. Т.66. Вып.5. С. 965-974.
278. Кэри У. В поисках закономерностей развития Земли и Вселенной: История догм в науках о Земле. М.: Мир, 1991. 447 с.
279. Лаврухина А.К. О первичном веществе допланетного облака. Изотопный состав Н, С, N, О // Геохимия. 1992. №2. С.258-267.
280. Лаврухина А.К., Устинова Г.К. Метеориты-зонды вариаций космических лучей. М.: Наука. 1990. 262 с.
281. Лапишин В.И. Фазовые превращения газожидкостных систем // Газовая промышленность, 2000. №2. С. 11-13.
282. Латем Г., Накамура И., Дорман Дж. и др. Результаты пассивного

- сейсмического эксперимента по программе «Аполлон» // Космохимия Луны и плане. М.: Наука. 1975. С.299-311.
283. *Лебедев В.Л., Айзатуллин Т.А., Хайлов К.М.* Океан как динамическая система. Л.: Гидрометеиздат. 1974. 206 с.
284. *Лебединец В.Н.* О бомбардировке мини-кометами безатмосферных небесных тел // Астрон. вестн. 1993. Т.27. №3. С.3-19.
285. *Леворсен А.* Геология нефти и газа. М.: Мир. 1970. 640 с.
286. *Лейси Дж.* Инфракрасные наблюдения ионизированного газа в области галактического центра // Центр Галактики. М.: Мир. 1984. С.70-79.
287. *Летников Ф.А.* Сверхглубинные флюидные системы Земли и проблемы рудогенеза // Геология рудных месторождений. 2001. Т.43. №4. С.291-307.
288. *Летников Ф.А., Карпов И.К., Киселев А.И., Шкандрий Б.О.* Флюидный режим земной коры и верхней мантии. М.: Наука. 1977. 215 с.
289. *Лисицын А.П.* Процессы океанской седиментации. М.: Наука. 1978.
290. *Личков Б.Л.* Природные воды Земли и литосфера. М.-Л.: АН СССР. 1960. 164 с.
291. *Лука Ж., Прево Л.* Синтез апатита. К вопросу о новой модели генезиса осадочных фосфоритов // Докл. 27-го МГК 1984. Т. 15. Неметаллические полезные ископаемые. С.211-215.
292. *Лукаш В.Н., Михеева Е.В.* Темная материя: от начальных условий до образования структуры Вселенной // Успехи физических наук. 2007. Т.177. №9. С.1023-1028.
293. *Лунгерсгаузен Г.Ф.* О периодичности геологических явлений и изменении климатов прошлых геологических эпох // Проблемы планетарной геологии. М.: Госгеолтехиздат, 1963. С.104-143 (18-35)
294. *Львович М.И.* Вода и жизнь. М.: Наука, 1986. 254 с.
295. Магнитное поле океана / И.И. Беляев, Г.М. Валяшко, А.Н. Иваненко и др. М.: Наука. 1993. 300 с.
296. *Макаров В.В., Решетников В.П.* Астрометрия оптического выброса М 87 // Письма в Астрон. ж. 1990. Т.16. №1. С.18-23.
297. Макдональд Г.Дж. Приливное трение // Приливы и резонансы в Солнечной системе. М.: Мир, 1975. С.9-96.
298. *Максимов С.П., Кунин Н.Я., Сардонников Н.М.* Цикличность геологических процессов и проблема нефтегазоносности. М.: Недра, 1977. 280 с.
299. *Малиновский Ю.М.* Зависимость периодичности осадкообразования от положения Солнечной системы в Галактике // Основные теоретические вопросы цикличности седиментогенеза. М.: Наука. 1977. С.117-123.
300. *Малиновский Ю.М.* Недра – летопись биосферы. М.: Недра. 1990. 159 с.
301. *Маркова О.М., Яковлев О.И., Семенов Г.А., Белов А.Н.* Некоторые общие результаты экспериментов по испарению природных расплавов в камере Кнудсена // Геохимия. 1986. №11. С.1559-1569.
302. *Маров М.Я.* Планеты Солнечной системы. М.: Наука. 1981.

-
303. *Маров М.А.* Физические свойства и модели комет // *Астрон. вестн.* 1994. Т.28. №4. С. 5-85.
304. *Марова Н.А.* Некоторые закономерности распределения внутриплитовых подводных вулканов ложа Тихого океана // *Доклады АН СССР.* 1987. Т.295. №1. С.219-223.
305. *Марова Н.А., Алехина Г.Н.* Объемы подводных вулканических гор Атлантического океана и зависимость их распределения от эволюции океанической литосферы // *Океанология.* 1998. Т.38. С.435-441.
306. *Марочник Л.С.* Свидание с кометой. М.: Наука, 1985. 208 с.
307. *Марочник Л.С., Сучков А.А.* Галактика. М.: Наука, 1984. 392 с.
308. *Мартынов Д.Я.* Красный Сириус // *Земля и Вселенная.* 1976. №1. С.36-39.
309. *Масайтис В.Л., Данилин А.Н., Мащак М.С. и др.* Геология астроблем. Л.: Недра. 1980.
310. *Масайтис В.Л., Мащак М.С.* Районирование территории СССР по относительной оценке плотности вероятно сохранившихся астроблем // *Метеоритика.* 1984. Вып. 43. С.161-172.
311. *Меленевский В., Конторович А.* Глубинный (мантийный) синтез нефти: мифы или реальность? // *Технология ТЭК.* 2007. №1. С.18-21.
312. *Мелош Г.* Образование ударных кратеров. Геологический процесс. М.: Мир. 1994. 336 с.
313. *Мельник А.М.* Особенности поля скоростей ОВ-ассоциаций и спиральная структура Галактики // *Письма в астрон. ж.* 2003. Т.29. №5. С.349-355.
314. *Менард Г.У.* Геология дна Тихого океана. М.: Мир, 1966. 275 с.
315. *Мигулин В.Е., Медведев В.И., Мустель Е.Р. Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука. 1978
316. *Милановский Е.Е.* О корреляции фаз учащения инверсий геомагнитного поля, понижения уровня Мирового океана и фаз усиления деформаций сжатия земной коры в мезозое и кайнозое // *Геотектоника.* 1996. №1. С.3-11.
317. *Милановский Е.Е., Мальков Б.А.* Фазовые превращения воды в мантии – вероятный механизм пульсационного расширения Земли // *Доклады АН СССР.* 1985. Т.280. №3. С.696-700.
318. *Миц М.В.* Параметры состояния литосферы и тектоника плит в архее // *Геотектоника.* 1999. №6. С.45-58.
319. *Мирзоян Л.В., Казарян Э.С., Чавушян О.С.* О темпах развития молодых звезд в ассоциациях // *Звезды, туманности, галактики.* Тр. Бюрокан. симп. 1968 г. Ереван: АН Арм. ССР. 1969. С.153-157.
320. Мифы народов Мира. Энциклопедия: в 2-ух томах / Гл. ред. А.С. Токарев. М.: «Большая Российская энциклопедия». 1998.
321. *Михеев С.П., Смирнов А.Ю.* Резонансные осцилляции нейтрино в веществе // *Успехи физических наук.* 1987. Т.153. С.3-58.

322. *Мишон В.М.* Поверхностные воды Земли: ресурсы, использование и охрана. Воронеж: Изд-во Воронеж. ун-та. 1996.
323. *Мияки Я.* Основы геохимии. Л.: Недра. 1968. 328 с.
324. *Молчанов А.М.* Резонансы в многочастотных колебаниях // Доклады АН СССР. 1966. Т.168. №2. С.284-287.
325. *Москвин А.* Странная «Бледная Лиса» // Вокруг Света. №2. 1977. С.43-47.
326. *Монин А.С.* Ранняя геологическая история Земли. М.:Недра.1987.262 с.
327. *Монин А.С., Шишков Ю.А.* История климата. Л.: Гидрометиздат, 1979. 407 с.
328. *Моралев В.М., Васильев Л.Н.* Фазы эндогенной активности Земли в фанерозое и компьютерное моделирование процесса эволюции // Изв. Вузов. Геология и разведка. 1999. №4. С.3-12.
329. *Москвин А.* Странная «Бледная Лиса» // Вокруг Света. 1977. №2. С.43-47.
330. *Муслимов Р.Х., Глумов Н.Ф., Плотникова И.Н., Трофимов В.А., Нургалеев Д.К.* Нефтегазовые месторождения – саморазвивающиеся и постоянно возобновляемые объекты // Геология нефти и газа. Спец. выпуск. 2004. С.43-49.
331. *Назаров М.А., Бадюков Д.Д., Барсукова Л.Д., Алексеев А.С.* Параметры мелпалеогенового ударного события // Бюл. МОИП. Отд. геол. 1988. Т.63. №4. С.33-53.
332. *Наливкин В.Д.* О цикличности геологической истории //Астрогеология (Географический сборник №15). М.-Л.: Изд-во АН СССР. 1962. С.188-197.
333. *Неручев С.Г.* Накопление органического вещества и горючих ископаемых в фанерозое // Доклады АН СССР. 1979. Т.247. №3. С. 664-667.
334. *Неручев С.Г.* Уран и жизнь в истории Земли. Л.: Недра. 1982. 208 с.
335. *Неручев С.Г.* Глобальные геохимические аномалии и биосферные кризисы // Природа. 1988. №1. С.72-81.
336. *Неручев С.Г.* Зависимость земных геологических и биологических процессов от положения Солнца на орбите вокруг центра Галактики // Геология и геофизика. 2001. Т.42. №11-12. С.1752-1763.
337. *Нечаев В.П.* О галактическом влиянии на Землю в последние семьсот миллионов лет // Вестник ДВО. 2004. №2(114). С.102-112.
338. *Никифорова К.В.* Схема хроностратиграфий верхнеплиоценовых и четвертичных отложений // Стратиграфия в исследованиях Геологич. института АН СССР. М.: Наука. 1980. С.254-258.
339. *Никишин А.М.* Внутриплитный магматизм, мантийные плюмы и глобальная геодинамика // Современные проблемы геотектоники и геодинамики. М.: Научный мир, 2004. С.262-321.
340. *Николис Г., Пригожин И.* Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир. 1979.
341. *Новиков И.Д.* Эволюция Вселенной. М.: Наука, 1983. 192 с.

-
342. *Ньето М.М.* Закон Тициуса–Боде. М.: Мир, 1976. 190 с.
343. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии (1763) // Крылов А.Н. Сборник трудов. М.-Л.: Изд-во АН СССР. Т.VII. 1936.
344. *Оборин А.А., Рубинштейн Л.М., Хмурчик В.Т., Чурилова Н.С.* Концепция организованности подземной биосферы. Екатеринбург: УрО РАН. 2005. 148 с.
345. *Огородников К.Ф.* Динамика звездных систем. М.: Физматлит, 1958. 627 с.
346. *Огородников К.Ф., Осипков Л.П.* Определение движения Солнца по лучевым скоростям ближайших звезд // Астрон. цирк. 1978. №995. С.1-2.
347. Океанология. Геофизика океана. Геодинамика / Ред. А.С. Монин и О.Г. Сорохтин. М.: Наука, 1979. 416 с.
348. Основы гидрогеологии. Общая гидрогеология / Ред. Е.В. Пиннекер. Новосибирск: Наука, 1980. 225 с.
349. *Орлов С.В.* Происхождение группы короткопериодических комет // Астрон. журнал. 1936. Т.13. №3. С.232-238.
350. *Орлов С.В.* Астероиды и метеориты // Метеоритика. 1949. Т.5. С.3-113.
351. *Орлов С.В.* О природе комет. М.: Изд-во АН СССР. 1960.
352. *Охоцимский Д.Е.* Динамика космических полетов. М.: МГУ. 1968.
353. *Панасюк М.И.* Странники Вселенной или эхо Большого взрыва. Фрязино: «Век-2». 2005. 272 с.
354. *Панкуль Л.И.* Фазы и циклы планетогенеза. Алма-Ата: Наука, 1968. 160 с.
355. *Паренаго П.П.* О гравитационном потенциале Галактики // Астрон. ж, Ч.I, 1950. Т.27. Вып.6. С.329-340 и Ч.II. 1952. Т.29. Вып.3. С.245-287.
356. *Паренаго, П.П.* Курс звездной астрономии. М.: Гостехтеорлит, 1954.
357. *Пахольчик А.* Радиогалактики. М.: Мир, 1980. 239 с.
358. *Перродон А.* Формирование и размещение месторождений нефти и газа. М.: Недра, 1991. 360 с.
359. *Петров А.А., Абрютина Н.Н., Арефьев О.А. и др.* Биомаркеры и геохимическая типизация нефтей // Проблемы происхождения нефти и газа. М.: Наука, 1994. С.54-87.
360. *Пиковский Ю.И.* Две концепции происхождения нефти: нерешенные проблемы // Ж. Всес. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева. 1986 . Т.31. №5. С.489-498.
361. *Пиннекер Е.В.* Подземная гидросфера. Новосибирск: Наука. 1984.
362. Письма Махатм. Самара: Изд-во «Самарский дом печати», 1993. 670 с.
363. *Полак И.Ф.* Введение в звездную астрономию. М.-Л. 1935. 256 с.
364. *Посохов Е.В.* Химическая эволюция гидросферы. Л.: Гидрометеиздат. 1981. 286 с.
365. Происхождение и эволюция галактик и звезд. Под ред. С.П. Пикельнера. М.: Наука. 1976. 408 с.
366. *Псковский Ю.П.* Новые и сверхновые звезды. М.: Наука, 1985. 208 с.
367. *Путилин И.И.* Малые планеты. М.: Гостехтеоретиздат. 1953.

368. Пуцаровский Ю.М., Пуцаровский Д.Ю. Геосферы мантии Земли // Геотектоника. 1999. №1. С.3-14.
369. Пушкарев Ю.Д. Мегациклы в эволюции системы кора – мантия. Л.: Наука. 1990. 217 с.
370. Радзиевский В.В. Происхождение Луны в свете космогонической теории О.Ю. Шмидта // Бюлл. Всес. астрон.-геод. о-ва. 1952. №11. С.3-14.
371. Радзиевский В.В. О возможности образования комет в результате столкновений малых тел // Астрон. вестн. 1995. Т.29. №2. С.185-190.
372. Радзиевский В.В., Томанов В.П. Новые данные в пользу межзвездного происхождения комет // Астрон. вестн. 1973. Т.7. №2. С.73-82.
373. Ранкорн С.К. Древнее магнитное поле Луны // В мире науки. 1988. №2. С.18-27.
374. Расторгуев А.С. О «новой интерпретации спиральности Галактики» // Древняя астрономия: небо и человек. Тез. докл. межд. науч.-метод. конф. М. 1997. С.53.
375. Расторгуев А.С., Павловская Е.Д., Дурлевич О.В., Филиппова А.А. Определение расстояния Солнца от центра Галактики по шаровым скоплениям методом максимума правдоподобия // Письма в Астрон. ж. 1994. Т.20. №9. С. 688-692.
376. Резанов И.А. История с планетой Ольбертса // Историко-астрономические исследования. М.: Наука, 2001. Вып. 2001. С.69-87.
377. Резанов И.А. Жизнь и космические катастрофы. М.: Изд-во «АГАР», 2003. 240 с.
378. Рейн Н.Ф. О сгущениях пылевой туманности. 2. О вращении сгущений // Астрон. ж. 1934. Т.11. Вып.4. С.330-345.
379. Рерих Е.И. У порога Нового Мира. М.: Изд-во МЦР. 2000. 464 с.
380. Розанов А.Ю., Жегалло Е.А. К проблеме генезиса древних фосфоритов // Литология и полезные ископаемые. 1989. №3. С.67-82.
381. Розанов А.Ю., Семихатов М.А., Соколов Б.С., Федонкин М.А., Хоментовский В.В. Решение о выборе стратотипа границы докембрия и кембрия: прорыв в проблеме или ошибка? // Стратиграфия. Геологическая корреляция. 1997. Т.5. №1. С.21-31.
382. Рингвуд А.Е. Происхождение Земли и Луны. М.: Недра. 1982. 292 с.
383. Родионова Ж.Ф., Шевченко В.В., Карлов А.А., Словякова Т.Ф. Анализ особенностей распределения лунных кратеров на основе «морфологического каталога» // Астрон. вестн. 1989. Т.23. №1. С.50-59.
384. Розанов А.Ю. Палеогеография и палеобиогеография раннего кембрия // Вестник АН СССР. 1985. №11. С.78-92.
385. Рой А. Движение по орбитам. М.: Мир, 1981.
386. Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. М.: Мир. 1980. 208 с.
387. Ронов А.Б. Осадочная оболочка Земли. М.: Наука. 1980. 80 с.
388. Ронов А.Б. Стратисфера или осадочная оболочка Земли. М.: Наука. 1993. 144 с.

-
389. *Ронов А.Б.* Трансгрессии и регрессии морей на континентах в фанерозое (количественный анализ) // Стратиграфия. Геологическая корреляция. 1994. Т.2. №6. С.64-76.
390. *Рубин В.К.* Невидимое вещество в спиральных галактиках // В Мире науки. М.: Мир, 1983. №8. С.4-16.
391. *Ровинский Р.Е.* Нашим Солнцем был Сириус // Наука и Религия. 1991. №11. С.46-47 и №12. С.19-21.
392. *Рубцов В.В., Морозов Ю.Н.* Пришельцы на плато «Бандиагара» // На суше и на море. М.: Мысль. 1978. №18. С.408-418.
393. *Рубцов В.В., Урсул А.Д.* Проблема внеземных цивилизаций. Кишинев: Штиинца, 1987.
394. *Руденко А.П.* Теория саморазвития открытых каталитических систем. М.: МГУ 1969. 272 с.
395. *Рускол Е.Л.* Естественные спутники планет // Итоги науки и техники. Астрономия. М. ВИНТИ. 1986. Т.28. С.3-116.
396. *Рускол Е.Л.* Модели строения и происхождение Луны // Астрон. вестн. 1991. Т.25. №4. С.408-421.
397. *Савченко К.Н.* Космогония Канта и проблема происхождения малых тел Солнечной системы. // Проблемы происхождения тел Солнечной системы. М.-Л.: Наука, 1975. С. 8-243.
398. *Сажин М.В.* Открытие микролинзирования в гало нашей Галактики // Природа. 1994. №11. С.17-24.
399. *Саслау У.* Гравитационная физика звездных и галактических систем. М.: Мир. 1989.
400. *Сафронов В.С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука. 1969. 244 с.
401. *Сафронов В.С., Зиглина И.Н.* Происхождение пояса астероидов // Солнечная система / Ред. М.Я. Маров. М.: Наука, 1990.
402. *Свешникова Л.Г.* Зависимость положения «колена» в спектре галактических космических лучей от распределения сверхновых по энергиям взрывов // Письма в Астрономический журнал. 2004. Т.30. №1. С.47-57.
403. *Селиванов А.О.* Изменение уровня Мирового океана в плейстоцене-голоцене и развитие морских берегов. М.: ИВП РАН, 1996. 268 с.
404. *Семихатов М.А., Шуркин К.А., Аксенов Е.М. и др.* Новая стратиграфическая шкала докембрия СССР // Известия АН СССР. Сер. геол. 1991. №4. С.3-13.
405. *Сидоренко А.В., Теняков В.А., Ситдоренко С.А. и др.* Докембрий и проблемы формирования земной коры. М.: Наука. 1978.
406. *Сидоренко Св.А.* Органическое вещество и биолитогенные процессы докембрия. М.: Наука. 1991. 103 с.
407. *Симоненко А.Н.* Метеориты – осколки астероидов. М.: Наука, 1979.
408. *Симоненко А.Н.* Астероиды. М.: Наука. 1985. 208 с.
409. *Ситчин З.* 12-ая планета. М.: Изд-во «Новая планета». 1998. 399 с.

410. *Скорятин В.Д., Уздиева Н.С.* О проявлении миграции нефти // Генезис нефти и газа. М.: ГЕОС, 2003. С.71-72.
411. *Скрэнтон Л.* Тайные знания догонов об истоках человечества. М.: РИПОЛ классик, 2009. 288 с.
412. *Смирнова М.Н.* Возможность современного формирования залежей нефти и газа // Новые идеи в науках о Земле: Тез. IV межд. конф. М.: МГГА, 1999. Т.1. С.272.
413. *Снытников В.Н.* Астрокатализ как стартовый этап геобиологических процессов. Жизнь создают планеты? // Эволюция биосферы и биоразнообразие. М.: Товарищество научных изданий КМК. 2006. С.49-59.
414. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1975. 503 с.
415. *Соботович Э.В.* Изотопная космохимия. М.: Атомиздат, 1974. 208 с.
416. *Соботович Э.В., Семенов В.П.* Вещество метеоритов. Киев: Наук. Думка, 1984. 191 с.
417. *Соботович Э.В., Семенов В.П.* Происхождение метеоритов. Киев: Наук. Думка, 1985. 207 с.
418. *Созинский В.И.* Геология и генезис соленосных образований. Киев: Наук. думка, 1973. 135 с.
419. *Соколов А.С.* Парагенетические взаимоотношения фосфоритоносных и соленосных бассейнов // Литология и полезные ископаемые. 1990. №2. С.174-185.
420. *Соколов А.С., Фролов А.А.* Историко-геологические взаимоотношения апатитов и фосфоритов // Отечественная геология. 1997. № 6. С.11-18.
421. *Соколов А.С., Фролов А.А., Белов С.В.* // Геология рудных месторождений. 2001. Т.43. №2. С. 169-180.
422. *Соколов Б.А., Абля Э.А.* Флюидодинамическая модель нефтегазообразования. М.: ГЕОС, 1999. 76 с.
423. *Соколов Б.А., Гусева А.Н.* О возможности быстрой современной генерации нефти и газа // Вестп. МГУ. Сер. геол. 1993. №3. С.48-56.
424. *Соколов Б.С.* Органический мир Земли на пути к фанерозойской дифференциации // Вестник АН СССР. 1976. №1. С.126-143.
425. *Соколов Б.С.* Очерки становления венда. М.: КМК Лтд. 1997. 156 с.
426. *Соколов В.А.* Геохимия природных газов. М.: Недра. 1971. 336 с.
427. *Соленаккумуляция и соленосные отложения осадочных бассейнов.* М.: Недра, 1968. 640 с.
428. *Соловьев В.А.* Природные газовые гидраты как потенциальное полезное ископаемое // Российск. хим. журн. 2003. Т.47. №3. С.59-69.
429. *Сорохтин О.Г., Ушаков С.А.* Глобальная эволюция Земли. М.: МГУ. 1991. 446 с.
430. *Сочава А.В.* Квазистационарная модель геохимического цикла и эволюция биосферы на рубеже докембрия и фанерозоя // Известия АН. 1992. Сер. геологическая. №6. С.41-56.
431. *Спитцер Л., мл.* Динамическая эволюция шаровых скоплений. М.: Мир.

1990. 184 с.
432. *Сталер С.У.* Ранние стадии эволюции звезд // В мире науки. 1991. №9. С.16-24.
433. *Сташков Г.М.* Использование периодичности тектонических процессов для построения расчетной геохронологической шкалы // Основные теоретические вопросы цикличности седиментогенеза. М.: Наука. 1977. С.137-148.
434. *Стенчиков Г.Л.* Математическое моделирование климата // Природа. 1985. №6. С.39-50.
435. *Страхов Н.М.* Основы теории литогенеза. Т.3. М.: Изд-во АН СССР. 1962. 550 с.
436. *Страхов Н.М.* Избранные труды. Проблемы осадочного рудообразования. М.: Наука. 1986.
437. *Сурдин В.Г.* Рождение звезд. М.: Изд-во УРПС. 1997. 207 с.
438. *Тамразян Г.П.* Геологические революции и космическая жизнь Земли // Доклады АН АзССР. 1954. Т.10. №6. С.433-438.
439. *Тамразян Г.П.* Некоторые главнейшие планетарные тектонические закономерности и их причинные связи // Геология и разведка. 1967. №11. С.3-17.
440. *Тамразян Г.П.* Геологическая цикличность – отражение космического бытия Земли // Теоретические и методологические вопросы сидементационной цикличности и нефтегазоносности. Новосибирск: Наука. 1988. С.19-30.
441. *Тейлер Р.Д.* Галактики: Строение и эволюция. М.: Мир. 1981. 223 с.
442. *Темпл Р.* Мистерия Сириуса. М.: Эксмо. 2005.
443. Теоретические и методологические вопросы сидементационной цикличности и нефтегазоносности. Новосибирск: Наука. 1988.
444. *Тимофеев П.П., Холодов В.Н., Зверев В.П.* Эволюция массы природных вод и осадочный процесс // Доклады АН. 1986. Т.288. №2. С.444-447.
445. *Тиссо Б., Вельте Д.* Образование и распространение нефти. М.: Мир, 1981. 503 с.
446. *Товмасын Г.М.* Внегалактические источники радиоизлучения. М.: Наука, 1986. 240 с.
447. *Томанов В.П.* Кометная космогония. Вологда: Изд-во ВГПИ. 1989.
448. *Томанов В.П., Кузьмин С.В., Аксеновский А.Г.* Захват межзвездных комет // Астрон. вестн. 1994. Т.28. №2. С.83-94.
449. *Троицкий В.С.* Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва // Успехи физ. наук. 1995. Т.165. №6. С.703-707.
450. *Трофимов В.А., Корчагин В.И.* Нефтеподводящие каналы: пространственное положение, методы обнаружения и способы их активизации. Георесурсы, 2002. №1(9). С.18-23.
451. *Трубицын В.П.* Основы тектоники плавающих континентов // Физика Земли. 2000. №9. С.4-40.

452. Труды первого совещания по вопросам космогонии. М.: Изд-во АН СССР. 1951. 372 с.
453. *Урысон А.В.* Сейфертовские ядра – источники космических лучей предельно высоких энергий // *Астрономический журнал*. 2004. Т.81. №2. С.99-107.
454. Учение Живой Этики: В трех томах / Сост. Г.Е. Чирко. СПб.: Отд-ние изд-ва «Просвещение». 1994.
455. Учение Жизни (на основе Посланий Учителей) / Сост. С.Н. Закиров. М. 2000. 231 с.
456. *Ушаков С.А., Ясаманов Н.А.* Дрейф материков и климаты Земли М.: Мысль, 1984. 206 с.
457. *Федонкин М.А.* Холодная заря животной жизни // *Природа*. 2000. №9. С.3-11.
458. *Федонкин М.А.* Сужение геохимического базиса жизни и эвкариотизация биосферы: причинная связь // *Палеонтологический журнал*. 2003. №6. С.33-40.
459. *Федынский В.В., Добижа А.И., Зоткин И.Т.* Распределение космогенных структур Земли по размерам и возрасту // *Доклады АН*. 1978. Т.238. С.1087-1090.
460. *Фельдман В.И.* Каталог астроблем и метеоритных кратеров Земли // *Метеоритика*. 1987. Вып.46. С.154-171.
461. *Фельдман В.И.* Каталог астроблем и метеоритных кратеров Земли (Дополнение 1) // *Метеоритика*. 1993. Вып.50. С.142-145.
462. *Ферронский В.И., Поляков В.А.* Изотопия гидросферы. М.: Наука, 1983. 280 с.
463. *Ферронский В.И., Поляков В.А., Романов В.В.* Космогенные изотопы гидросферы. М.: Наука, 1984. 268 с.
464. *Фесенков В.Г.* Природа и возможное происхождение метеоритов, зодиакального света и астероидов // *Вопросы космогонии*. 1952. Т.1. С.92-130.
465. *Фесенков В.Г.* О природе и происхождении комет // *Астрон. ж.* 1962. Т.39. №4. С. 583-590.
466. Физика космоса. Маленькая энциклопедия / Ред. С.Б. Пикельнер. М.: Изд-во Сов. Энциклопедия. 1976. 656 с.
467. Физика космоса. Маленькая энциклопедия. / Гл. ред. Р.А.Сюняев. 2-е изд. М.: Изд-во Сов. Энциклопедия. 1986. 783 с.
468. *Флоровская В.Н., Пиковский Ю.А., Оглобина А.И., Раменская М.Е.* Роль гидротермальных факторов в эволюции углеродистых веществ и формировании скоплений нефти и газа // *Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева*, 1986. Т.31. №5. С.563-568.
469. *Френч М.* Ассоциации минералов в диагенетических и слабометаморфизованных железорудных формациях // *Докембрийские железорудные формации Мира*. М.: Мир, 1975. С.205-220.

470. *Фридман А.М.* О невозможности существования стационарных спиральных волн плотности в локальной теории Лина, Шу, Лау и Бертина // *Астрон. ж.* 1989. Т.66. Вып.6. С.1327-1329.
471. *Хаббард У.* Внутреннее строение планет. М.: Мир, 1987.
472. Хаин И.Е. Об общих закономерностях развития тектонических процессов во времени – проблемы прерывистости-непрерывности, цикличности-направленности // *Вестник МГУ. Сер. геология.* 1971. №4. С.3-17.
473. *Хаин В.Е.* Крупномасштабная цикличность в тектонической истории Земли и ее возможные причины // *Геотектоника.* 2000. № 6. С.3-14.
474. *Хаин В.Е.* Тектоника континентов и океана (год 2000). М.: Научный мир. 2001. 606 с.
475. *Хаин В.Е.* Основные проблемы современной геологии. М.: Научный мир, 2003. 348 с.
476. *Хаин В.Е.* Разгадка, возможно, близка. О причинах великих вымираний и обновлений органического мира // *Природа.* 2004. №6. С.3-7.
477. *Хакен Г.* Синергетика. М.: Мир. 1980.
478. *Харахинов В.В.* Некоторые проблемы нефтегазовой тектоники на рубеже веков // *Новые идеи в геологии нефти и газа. Нефтегазовая геология в XXI веке.* М.: МГУ. 2001. Ч.II. С.472-476.
479. *Хартман У.К.* Малые тела Солнечной системы // *Солнечная система.* М.: Мир. 1978. с.167-186.
480. *Хейс Дж.Ф., Уолкер Д.* Изверженные лунные породы // *Космохимия Луны и планет.* М.: Наука. 1975. С.274-282.
481. *Хойл Ф.* Галактики, ядра и квазары. М.: Мир, 1968. 156 с.
482. *Хойл Ф.* Двадцать лет сотрудничества с У. Фаулером // *Ядерная астрофизика.* М.: Мир, 1986. С.12-21.
483. *Холленд Х.Д.* Океаны: возможный источник железа в железорудных формациях // *Докембрийские железорудные формации Мира.* М.: Мир, 1975. С.343-348.
484. *Холленд Х.* Химическая эволюция океанов и атмосферы. М.: Мир, 1989. 552 с.
485. *Холодов В.Н.* Геохимия осадочного процесса. М.: ГЕОС, 2006. 608 с.
486. *Христофорова Н.Н.* О влиянии спиральной структуры Галактики на эволюцию планеты // *Георесурсы.* Казань. 2000. №1. С.15-27.
487. *Хэллем А.* Юрский период. М.: Недра, 1978. 272 с.
488. Циолковский К.Э. Возможны ли межпланетные сообщения? // *Вестник знания,* 1930. №4. С.152-153.
489. *Цицин Ф.А.* Происхождение комет: новый взгляд на старую проблему // *Вселенная и мы.* 1999. №4. С.21-29.
490. *Цицин Ф.А., Расторгуев А.С., Чепурова В.М.* Динамическая эволюция космогонического исходного ансамбля кометных тел Солнечной системы // *Астрон. циркуляр.* 1985. №1408. С. 5-8.
491. *Чандрасекар С.* Принципы звездной динамики. М.: ИЛ, 1948.

492. Чекалюк Э.Б. Термодинамические основы теории минерального происхождения нефти. Киев: Наук. думка. 1971. 256 с.
493. Чепурова В.М., Шершук С.Л. Влияние сильнодействующих возмущений на эволюцию внешних слоев облака Оорта (численное моделирование) // Кинематика и физика небесных тел. 1989, Т.5, №4, С.3-7.
494. Черепашук А.М., Чернин А.Д. Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино: «Век-2». 2007. 320 с.
495. Чернин А.Д. Звезды и физика. М.: Едиториал УРСС. 2004. 176 с.
496. Чечельницкий А.М. Земля и Вселенная – проблемы и парадоксы возраста // Тихоокеанская геология. 1989, №1. С.124-129.
497. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. М.: Мысль. 1976.
498. Чумаков Н.М. Проблема теплой биосферы // Стратиграфия. Геологическая корреляция. 1995. Т.3. №3. С.3-14.
499. Чумаков Н.М. Периодичность главных ледниковых событий и их корреляция с эндогенной активностью Земли // Доклады АН. 2001. Т.378. №5. С.656-659.
500. Чумаков Н.М. Закономерности глобальных климатических изменений по геологическим данным // Стратиграфия. Геологическая корреляция. 2004. Т.12. №2. С.7-32.
501. Чурюмов К.И. Кометы и их наблюдение. М.: Наука, 1980. 160 с.
502. Чуйкова Н.А., Семенов К.В. Зависимость частоты инверсий геомагнитного поля от положений Солнечной системы в Галактике // Труды ГАИШ. Т.65. М.: МГУ. 1996. С.136-145.
503. Шама Д. Современная космология. М.: Мир, 1973. 253 с.
504. Шаров А.С. Туманность Андромеды. М.: Наука, 1982. 448 с.
505. Шатский Н.С. Фосфоритоносные формации и классификации фосфоритоносных залежей. Избранные тр. М.: Наука. 1965. Т.III. С.52-143.
506. Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1984.
507. Школьник Э.Л., Тан Няньфу, Еганов Э.А. и др. Природа фосфатных зерен и фосфоритов крупнейших бассейнов мира / Владивосток: «Дальнаука». 1999. 206 с.
508. Шмидт О.Ю. Возникновение планет и их спутников // Известия АН СССР. Сер. физ. 1950. Т.14. №1. С.29-45.
509. Шмидт О.Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. М.: Изд-во АН СССР. 1957. 139 с.
510. Шопф Т. Палеоокеанология. М.: Мир. 1982. 311 с.
511. Шпитальная А.А., Заколдаев Ю.А., Ефимов А.А. Проблема определения параметров галактической орбиты Солнечной системы // Развитие классических методов исследования в естествознании. СПб.: НИИРК, 1994. С. 353-365.
512. Штернберг Л.Я. Гиляки, орочи, гольды, негидальцы, айны. Хабаровск, 1933. С.600.
513. Шувалов В.В., Артемьева Н.А., Трубицын И.А. Моделирование движе-

- ния разрушившегося метеороида с учетом испарения // Астрон. вестн. 2000. Т.34. №1. С.55-67.
514. Шульман Л.М. Ядра комет. М.: Наука. 1987. 232 с.
515. Шумейкер Ю.М., Луккитта Б.К., Вильгельмс Д.Е. и др. Геология Ганимеда // Спутники Юпитера. М.: Мир. 1986. Ч.2. С.216-313.
516. Шустер В.Л. Кристаллические породы фундамента – перспективный объект для прироста запасов нефти и газа в России // Геология нефти и газа. 1994. №9. С.35-37.
517. Эйгстер Х.П., Ай Мин-Чжоу. Условия отложения железорудных формаций докембрия // Докембрийские железорудные формации Мира. М.: Мир. 1975. С.311-342.
518. Энзев Т.М. Расширение Земли и западный дрейф геомагнитного поля // Астрон. вестн. 1993. Т.27. №6. С.12-45.
519. Юдович Я.Э., Кетрис М.П. Геохимия черных сланцев. Л.: Наука. 1988. 272 с.
520. Юри Г., Макдональд Г. Возникновение и история Луны. // Физика и астрономия Луны. М.: Мир, 1973. С.230-316.
521. Явнель А.А. О генетических закономерностях в химическом составе хондритов // Метеоритика. 1963. Вып.23. С.36-41.
522. Явнель А.А. О классификации каменных и железокосменных метеоритов // Метеоритика. 1980. Вып.39. С.19-27.
523. Ядерная астрофизика. / Ред. Ч. Барнс, Д. Клейтон, Д. Шрамм. М.: Мир, 1986. 519 с.
524. Янишин А.Л. О глубине солеродных бассейнов и некоторых вопросах формирования мощных соляных толщ // Геология и геофизика. 1961. №1. С.3-15.
525. Янишин А.Л. Эволюция фосфоритообразования // Эволюция геологических процессов в истории Земли. М.: Наука, 1993. С.158-174.
526. Янишин А.Л., Жарков М.А. Эпохи и эволюция фосфатонакопления в истории Земли // Бюл. МОИП. Отд. геол. 1986. Т.61. Вып.2. С.7-19.
527. Ярошевский А.А. О геохимической эволюции биосферы // Природа. 1988. №2. С.59-67.
528. Ясаманов Н.А. Древние климаты Земли. Л.: Гидрометиздат, 1985. 295 с.
529. Ясаманов Н.А. Галактический год и периодичность геологических событий // Доклады АН. 1993. Т.328. №3, с.178-181.
530. Abbott D.H., Isley A.E. Extraterrestrial influences on mantle plume activity // Earth and Planet. Sci. Lett. 2002. Vol. 205. P.53-62.
531. Adushkin V.V., Nemchinov I.V. Consequences of impacts of cosmic bodies on the surface of the Earth // Hazards due to comets and asteroids / ed. T. Gehrels. Univ. Arizona Press. 1994. P.721-778.
532. Alher R.A., Bethe H., Gamow G. The origin of chemical elements // Phys. Rev. 1948. V.78. P.803-804.
533. Allen C., Martos M.A. // Rev. Mex. Astron. Astropfiz. 1986. V.13. P.137.

-
534. *Alvarez L.W., Alvarez W., Asaro F., Michel H.V.* Extraterrestrial cause for the Cretaceus-tertiary extinction // *Science*. 1980. V.208. №4448. P.1095-1108.
535. *Alvarez L.W., Muller R.A.* Evidence from crater ages for periodic impacts on the Earth // *Nature*. 1984. V.308. № 5691. P.718-720.
536. *Alfven H.* Remarks on rotation of a magnetized sphere with application to solar rotation // *Arkiv for Mat., Astr, och Fysic*. V.28A. №6. 1942.
537. *Alfven H.* On the cosmogony of the Solar system. II. // *Stockholms Observ. Ann.* 1943. V.14. №5. P.3-32.
538. *Anderson D.L.* Plate tectonics as a far-from-equilibrium self-organized system // *Plate boundary zones. Geodynamic series Moon*. V.30. 2002. Amer. Geophys. Union. P.411-425.
539. *Aitken R.G.* The binary Stars. NY. Dover Publications. 1964. P.240-241.
540. *Arp H.* Spiral structure M31 // *Astrophys. J.* 1964. V.139. P.1045.
541. *Artyushkov E.V., Hofmann A.W.* The Neotectonic crystal uplift on the continents and its possible mechanisms/ The case of Southern Africa // *Surveys in Geophysics*. 1998. V.19. N5. P.369-415.
542. *Artyushkov E.V., Hofmann A.W.* Basis regularities and driving mechanisms of the Neotectonic crystal uplift // *Orogenic Belts and Geological Mapping. Zeist: Intern. Sci. Publ.* 1997. P.95-120.
543. *Aubele J.C., Head J.W., Crumpler L.S., Guest J.E., Sauders R.S.* Fields of small volcanoes on Venus (shield fields): Characteristics and implications // *Lunar and Planet Sci. Houston. Texas*. 1992. V.23. Pt.1. P.47-48.
544. *Backus G.E.* Critique of "The resonant structure of Solar system" by A.M. Molchanov // *Icarus*. 1969. V.11. P.88-92.
545. *Bailey M.E.* The mean energy trouser rate to comets in the Oort cloud and implications for cometary origin // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1986. V.218. №1. P.1-30.
546. *Barenbaum A.A.* Galaxy Comets Precipitation on Planets as the Factor of Relief Formation // *ASTROKAZAN-2001. Intern. Conf. "Astronomy and Geodesy in new Millenium"*. Kazan. 2001. P.57-58.
547. *Barenbaum A.A.* Definition of parameters of nucleuses of galactic comets by measurement of diameters of craters on the Mars and the Moon // *Microsymposium 38 Vernadsky Inst.-Brown Univ. Abstracts*. M. 2003. MS004.
548. *Barenbaum A.A.* About the cause of asymmetry of planets surface on the Mars example// *Microsymposium 40 Brown-Vernadsky. Abstracts*. M. 2004.
549. *Baker E.G.* Distribution of hydrocarbons in petroleum // *Bull. Amer. Assoc. Petroleum Geol.* 1962. V.46. №1. P.76-84.
550. *Benest D., Duvent J.L.* Is Sirius a triple star? // *Astronomy and Astrophysics*, 1995. V.299. №2. P.621-628.
551. *Benz W., Cameron A.G.W., Melosh H.J.* The origin of the Moon and the single-impact hypothesis III // *Icarus*. 1989. V.81. №1. P.113-131.
552. *Berg S. van den.* Giant molecular clouds and the Solar system comets // *J.*

- Royal Astronomical Society Can., 1982, v.76, №5, p.303-308.
553. *Berthelot M.* Sur L'origine des carbures et des Combustibles Mineraux // Annales de Chemie et de Physique. Quatrieme serie. Paris. 1866. V. IX.
554. *Binder F.B.* The Moon: its figure and orbital evolution // Geophys. Res. Letter. 1982. V.9. №1. P.33-36.
555. *Biretta J.A., Sparks W.B., Macchetto F.* Hubble space telescope observations of superluminal motion in the M87 jet // Astrophys. J. 1999. V.520. P.621-626.
556. *Blagg M.A.* On a suggested substitute for Bode's Law // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 1913. V.73. P.414-422.
557. *Bobrovnikoff N.T.* On the disintegration of comets // Lick. Obs. Bull. 1929. №408. P.28-38.
558. *Bond G.C., Nickerson P.A., Comins M.A.* Breakup of a supercontinent between 625 Ma and 555 Ma: New evidence and implications for continental histories // Earth Planet. Sci. Lett. 1984. V.70. P.325-345.
559. *Borges A.C.A., De Freitas Pacheco J.A.F.* New estimate of the galactic halo mass based on kinematics of globular cluster // Astrophys. and Space Sci. 1989. V.153. P. 67.
560. *Brasier M.J.* Global ocean-atmosphere change across the Precambrian-Cambrian fauna // Geol. Magazine. 1992. V.129. №2. P.161-168.
561. *Brunet D., Yuen D.A.* Mantle plumes pinched in the transition zone // Earth Planet. Sci. Lett. 2000. V.178. P.13-27.
562. *Cameron A.G.W., Ward W.R.* Origin of the Moon // Lunar and Planet. Sci. 1976. Pt. VII. P.120-122.
563. *Canfield D.E., Tesse A.* Late proterozoic rise in atmospheric oxygen concentration inferred from phylogenetic and sulphur-isotope studies // Nature. 1996. V. 382. P.127-132.
564. *Cepilecha Z.* Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys. 1992. V.263. №1-2. P.361-366.
565. *Chapman C.R., McKinnon W.B.* Cratering of Planetary Satellites // Satellites (eds. J.A. Burns and M.S. Matthews). 1986. University of Arizona Press. Tucson. p.492-580.
566. *Cloud P., Glaessner M.F.* The Ediacaran period and system: Metazoa inherit the Earth // Science. 1982. V.217. P.783-792.
567. *Condie K.C.* Episodic continental growth and supercontinents: a mantle avalanche connection? // Earth and Planet. Sci. Lett. 1998. V.163. № 1-4. P.97-108.
568. *Cohn H.* Late core collapse in star-clusters and gravothermal instability // Astrophys. J., 1980, V.242, P.765-771.
569. *Cohn H.* Dynamic of Star Clusters / ed. J. Goodman. IAU Symp. 1985. №113. P.161.
570. *Daly R.A.* Meteorites and the Earth-model // Bull. Geol. Soc. Amer. 1943. V. 54. P.401-456.

571. *Danver C.* // *Ann. Lund. Obs.* 1942. V.10. P.1.
572. *D'Antona F., Mazzitelli I.* Constraints on the corona model for Sirius B // *Nature*. 1978. V.275. №5682. P.727.
573. *Davis R., Jr., Harmer D.S., Hoffman K.C.* Search for Neutrinos from the Sun // *Phys. Res. Lett.* 1968. V.20. P.1205-1209.
574. *Degens E.T., Kemple S., Spitry A.* Carbon dioxide: a biogeochemical portrait // *The handbook of environmental chemistry*. C.Spriger-Verlag. 1984. V.1. P.127.
575. *Delsemme A.H.* Cometary evidence for a solar companion? // *The Galaxy and the Solar System*. – Tucson: Univ. Arizona Press. 1986. P.173-203.
576. *Dence M.R.* The nature and significance of terrestrial impact structures // 24-th Intern. Geol. Congr. 1976. Sect.15. P.77-89.
577. *Dermott S.F.* On the origin of commensurabilities in the Solar system. II. The orbital period relation // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1968. V.141. P.363-376.
578. *Dessler A.Y.* The small comet hypothesis // *Rev. Geophys.* 1991. V.29. №3. P.335-382.
579. *Dickey J.H., Bender P.L., Faller J.E. et al.* Lunar laser ranging: A continuing legacy of the Apollo program // *Science*. 1994. V.265. P.482-490.
580. *Donnison J.P., Williams I.P.* Possible orbits for a third star in the Sirius system // *Astrophys. and Space Sci.* 1978. V.56. №2.
581. *Drobyshevski E.M.* The origin of the Solar system implications for transneptunian planets and nature of long-period comets // *The Moon and the Planets*. Holland. 1978. №18. P.145-194.
582. *Duncan M.J., Shapiro S.L.* Star-clusters massive central black-holes. 4. Galactic tidal fields // *Astrophys. J.* 1982. V.253. P. 921-938.
583. *Durrheim R.J., Reimold W.U.* Evidence for 36 m.y. and 90 m.y. periodicities in the terrestrial cratering record // *Lunar and Planetary Science Conf. Abstracts*. 1985. V.16. Pt.1. P.364-365.
584. *Eysinga F.W.B.* Geological scale table. Amsterdam. 1983. P.2.
585. *Felten J.E.* // *Astronomical J.* 1968. V.151. P.861.
586. *Felten J.E., Arp H., Lynds C.R.* // *Astron. J.* 1970. V.159. P.415.
587. *Fermi E.* // *Physic Review*. 1949. V. 75. P.1169.
588. *Fermi E.* // *Astrophys. J.* 1954. V.119. P.1.
589. *Fernandez J.A., Horjales E., Zamalvide C.* Critical remarks to some theories on the origin of planetary rotation // *Publ. Dep. Astron. Fis. Univ. Montevideo*. 1976. №45. P.1-13.
590. *Fernandez J.A., Ip W.H.* Time-dependent injection of Oort cloud comets into Earth-crossing orbits // *Icarus*. 1987. V.71. №1. P. 46-56.
591. *Foilmi K.B., Garrisson R.E.* Phosphatic sediments, ordinary or extraordinary deposits? The example of the Miocene Monterey Formation (California) // *Controversies in modern geology* // Eds. Muir D.V., Kezie I.A., Weissen H. London: Academic Press. 1991. P.55-84.

-
592. Frank L.A., Sigwarth L.B., Craven J.D. Reply to Devis and Nakamura et al. // *Geophys. Res. Letters*. 1986. V.13. №11. P.1186-1189.
593. Froelich P.N., Arthur M.A., Burnen W.C. et al. Early diagenesis of organic matter in Peru continental margin sediments: phosphorite precipitation // *Mar. Geol.* 1988. V.80. №3-4. P.309-343.
594. Garlberg R.G., Innanen K.A. // *Astron. J.* 1987. V.94. P.666.
595. Gault D.E. Saturation and equilibrium conditions for impact cratering on the lunar surface. Criteria and implications // *Radio Sciences*. 1970. V.5. 273-291.
596. Gault D.E. Impact cratering. In a primer in lunar geology / Eds. R.Greeley, P.H. Schultz. 1972. P.137-175. NASA Ames. Moffett Field.
597. Geates C.M. Initial findings from a telescope search for small comets near Earth // *Planet. Space. Sci.* 1989. V.37. №10. P.1185-1189.
598. Georgelin Y.M., Georgelin Y.P. // *Astronomy and Astrophys.* 1976. V.49. P.57.
599. Gilbert L.W. Ist der Ophion (ein Planet jenseits der Uranusbahn), ein noch unbekannter Weltkörper? // *Ann. der Phys.* 1802. V.11. P.482-485.
600. Giuli R.T. Gravitational accretion of small masses, attracted from large distances as a mechanism for planetary rotation // *Icarus*. 1968. V.9. №1. P.168-190.
601. Gradstein F.M., Ogg J.A. *Geologic Timescale Phanerozoic*. Saga Petroleum ASA. 1996. Purdue Univ.
602. Gradstein F.M., Ogg J.A., Smith A.G. et al. *A Geologic Time Scale 2004*. Cambridge Univ. Press. 2004.
603. Greenberg J.M. The chemical composition of comets and possible contribution to planet composition and evolution // *The Galaxy and the Solar System*. Tucson: Univ. Arizona Press. 1986. P.103-115.
604. Greizen K. // *Phys. Rev. Letters*. 1966. V.16. P.748.
605. Griaule V., Dieterlen G. Un system soudanais de Sirius // *Journal de la Societe des Africanistes*. 1950. V.20. P.273-294.
606. Griaule V., Dieterlen G. *Le Renard pate*. T.1. Fasc.1. Paris. Inst. d'Etnologie. Musée de l'Homme. 1965. 544 p.
607. Grive R.A.P., Dence M.R. The terrestrial crattering record // *Icarus*. 1979. V.38. P.230-242.
608. Goettel K.A., Shields J.A., Decker D.A. Density constraints on the composition of Venus // *Proc. Lunar. Sci. Conf.*, 1981. V.12B, P.1507-1516.
609. Guerrier E. *Essai sur la cosmogonie des Dogon: L'Arche du Nommo*. Paris. 1975.
610. Harland W., Smith A., Wilcjck B. (ed.) *The Phanerozoic Time-scale*. A supplement *Geol. Soc. London. Spec. Publication*. №5. 1971.
611. Harland W.B., Cox A.V., Llewellyn P.G. et. al. *A geologic Time scale*. Cambridge Univ. Press. 1982.
612. Harland W., Armstrong R., Cox A. et. al. *A geologic Time scale 1989*. Cam-

- bridge Univ. Press. 1990.
613. *Harris A.W.* An analytical theory of planetary rotation rates // *Icarus*. 1977. V.31. №1. P.168-174.
 614. *Harrison P.A., Lyne A.G.* Pulsar velocities and scale height of scattering in the Galaxy // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1993. V.265. №3. P.778-780.
 615. *Hart R.S., Anderson D.L., Kanamori H.* The effect of attenuation on gross Earth models // *J. Geophys. Res.* 1977. V.82. P.1647-1654.
 616. *Hay W.W.* The cause of the late Cenozoic Northern Hemisphere glaciations: A climate change enigma // *Terra Nova*. 1992. V.4. P.305-311.
 617. *Hartmann W.K.* Terrestrial and lunar flux of large meteorites in the last two billion years // *Icarus*. 1965. V.4. P.157-165.
 618. *Hartmann W.K.* Relative crater production rates on planets // *Icarus*. 1977. V.31. №2. P.260-276.
 619. *Hartman W.K., Davis D.R.* Satellite-sized planetesimals and lunar origin // *Icarus*. 1975. V.24. P.504-515.
 620. *Hills I.G.* Dynamic relaxation of planetary system and Bode's Law // *Nature*. 1970. V.225. P.840-842.
 621. *Hills J.G.* The formation of comets by radiation pressure in the outer proto-sun // *Astron. J.* 1982. V.87. №6. P.906-910.
 622. *Holland C.H.D.* The geologic history of sea-water – an attempt to solve the problem // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1972. V.36. P.637-651.
 623. *Holsapple K.A., Schmidt R.M.* On the scaling of crater dimension 2. Impact processes // *J. Geophys. Res.* 1982. V.87. P.1849-1870.
 624. *Hoyle F.* On the condensation of the planets // *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.* 1946. V.106. №5. P.406-422.
 625. *Hoyle F.* On the origin of the solar nebula // *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 1960. V.1. P.28.
 626. *Hubbert K.* Entrapment of petroleum under hydrodynamic conditions // *Bull. Amer. Assoc. Petroleum Geol.* 1953. V.37. №6. P.1954-2026.
 627. *Hubble E.* *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 1929. V.15. P.168-173.
 628. *Innanen et al.* // *Astron. J.* 1983. V.88. P.338.
 629. *Jeans J.* *Astronomy and Cosmogony*. Cambridge. 1929,
 630. *Jeffreys H.* Collision and origin of rotation in the Solar system // *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.* 1929. V.29. №7. P.636-641.
 631. *Kerr R.A.* Making the Moon, remaking Earth // *Science*. 1989. V.243. №4897. P.1433-1435.
 632. *Knoll A.* End of Proterozoic eon // *Sci. Amer.* 1991. V.265. №4. P.64-73.
 633. *Kuiper G.P.* On the origin of Solar System // *Astrophysics* / ed. J.A. Hynek, McCraw-Hill. Co. Inc., 1951. P.357-424.
 634. *Lagrange J.L.* Sur l'origine des comets // *Additiones a la connaissance des Temps pour*. 1812. P.381-395.
 635. *Laplace P.S.* *Exposition du systeme du Monde*. Paris. 1796. Ed 1-5.
 636. *Lin C.C., Shy F.H.* // On spiral structure of disk galaxies // *Astrophys. J.*

1964. V.140. P.646.
637. *Lindenblad I.* Multiplicity of the Sirius System // *Astron. J.* 1973. V.78. №2. P.205-207.
638. *List R.J. (ed.)* Smithsonian meteorological tables. 6th rev. Smithsonian Miscellaneous Collections. Washington. Smithsonian Inst. 1951. V.114. 527 p.
639. *Logan G.A., Hayes J.M., Hieshima et al.* Terminal Proterozoic reorganisation of biogeochemical cycles // *Nature*. 1995. V.376. P.53-56.
640. *Lyne A.G., Lorimer D.R.* High birth velocities of radiopulsars // *Nature*. 1994. V.369. №6476. P.127-129.
641. *Lyttleton R.A.* On the origin of comets // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1948. V.108. №1. P.465-475.
642. *Lyttleton R.A.* On the formation of planets from a solar nebula // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1972. V.158. №4. P.463-483.
643. *Macallum A.B.* An introduction to comparative biochemistry. Cambridge Univ. Press. 1949.
644. *Macdonald G.H., Kenderdine S., Neville A.C.* Observations of the structure of radio sources in the 3C Catalog-1 // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1968. V.138. №3. 259-311.
645. *MacDonald G.J.F.* The internal constitutions of the inner planets and the Moon // *Space Sci. Rev.* 1963. V.2. P.473-557.
646. *Macrew W.N.* Notes on the Lyttleton theory of comets // *La Physique des cometes*. Liege. 1953. P.337-350.
647. *Marsden B.G.* Catalogue of cometary orbits. Smithsonian Astrophys. Obs. Cambridge. MA. 1986.
648. *Matthews T., Morgan W., Schmidt M.* // *Astrophys. J.* 1964. V.140. P.35.
649. *McClurg R.L.* On an empirical relationship between diameter and mass of the Sun and the diameters masses and periods of axial rotation of the planets // *Month. Not. Roy. Astron. Soc. South. Afr.* 1967. V.21. №5. P.61-62.
650. *McCrea W.N.* Notes on the Lyttleton theory of comets // *La Physique des cometes*. Liege. 1953. P.337-350.
651. *McCrea W.H.* Sirius – A conjecture and appeal // *J. Brit. Astron. Assoc.* 1973. V.84. №1. P. 63-64.
652. *McLaren D.J.* Frasnian-Famennian extinctions // Geological implications of impacts of large asteroids and comets on the Earth / L.T.Silver, P.H.Schultz (eds.). Geol. Soc. Amer. Spec. Paper, 1982. №190. P.477-484.
653. *Menning M.A.* Synopsis of Numerical Time Scale 1917–1986 // *Episodes*. 1989. V.12. №1. P.3-5.
654. *Millman P.M.* The observational evidence for mass distribution in the meteorites complex // *Moon*. 1973. V.6. №1/2. P.228-240.
655. *Mirabel I.F., Rodriguez L.F.* A superluminal source in the Galaxy // *Month. nature*. 1994. V.2. №9. P.74-76.
656. *Mitra V.* Axial rotation of the planets // *Astron. and Astrophys.* 1970. V.4. №2. P.263-267.

657. *Miyamoto M., Satoh C., Ohashi M.* // *Astron. and Astrophys.* 1980. V.90. P.215.
658. *Molchanov A.M.* The resonant structure of Solar system. The law of planetary distances // *Icarus*. 1968. V.8. P.203-215.
659. *Molchanov A.M.* Resonances in complex system. A reply to critiques // *Icarus*. 1969. V.11. P.95-103.
660. *Molchanov A.M.* The reality of resonances in the Solar system // *Icarus*. 1969. V.11. P.104-110.
661. *Moor E., Maynard H.* Solution, transportation and precipitation of iron and silica // *Econ. Geol.* 1929. P.3-6.
662. *Moore H.J., Hodges C.A., Scott D.H.* Multi-ringed basins — Illustrated by Oriental and associated features // *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. №5*. 1974. P.71-100.
663. *Moore E.M.* Neoproterozoic oceanic crystal thinning, emergence of continents, and origin of proterozoic ecosystem: A model // *Geology*. 1993. V.21. №1. P.49-52.
664. *Morgan W.J.* Convection plumes in lower mantle // *Nature*. 1971. V.230. P.42-43.
665. *Napier W.M.* Dynamical interaction of the Solar system with massive nebula // *Dynamics Comets. Origin and Evol. Pros. 83-rd Collog. Rome*. 1984. Dordrecht. 1985. P.31-41.
666. *Ninkovich S.* // *Astron. Nachr.* 1992. V.313. P.83.
667. *Nordyke M.D.* An analysis of cratering data from desert alluvium // *J. Geophys. Res.* 1962. V.67. P.1965-1974.
668. *Odin G.S., Odin C.* Echelle numerique des temps geologiques // *Episodes*. 1990. №2. P.35-38.
669. *O'Keefe J.D., Ahrens T.J.* Cometary and meteorite swarm impact on planetary surfaces // *J. Geophys. Res.* 1982. V.87. P.6668-6680.
670. *Oort J.H.* The structure of cloud of comets surrounding the Solar system and a hypothesis concerning its origin // *Bull. Astron. Inst. Netherlands*. 1950. V.11. P.91-110.
671. *Oort J.H.* Origin and development of comets // *The observatory*. 1951. V.71. P.120-147.
672. *Oppenheim S.* Zur statistik der kometen und planeten in Zusammenhang mit der verteilung der stern // *Probleme der Astronomie. Festschrift für H. Seeliger*. Berlin. 1924. P.131-143.
673. *Öpik E.J.* Note on stellar perturbations of nearly parabolic orbit // *Proceed. Amer. Acad. Arts and Sci.* 1932. V.67. №6. P.169-183.
674. *Öpik E.J.* Comets and planets: their interrelated origin // *Irish Astron. J.*, 1975. V.12. №31. P.1-48.
675. *Öpik E.J.* Interplanetary encounter // *Elsevier*. 1976.
676. *Owen F.N., Hardee P.E., Bignell R.C.* // *Astrophys. J. (Letters)* 1980. V.239. L.11.

-
677. *Palmer A.R.* Deside of North American Geology Geologic Time Scale // *Geology*. 1983. V.11. P.503-504.
678. *Palmer A.R., Geissman J.* 1999 The Geological Society of America. Product code CTS004.
679. *Penzias A.A., Wilson R.W.* A measurement of excess antenna temperature at 4080 vc/s // *Astrophys. J.* 1965. V.142. P.419-421.
680. *Pike R.J.* Depth/diameter relations of fresh lunar craters: Revision from spacecraft data // *Geophys. Res. Lett.* 1974. V.1. P.291-294.
681. *Pike R.J.* Size-depend in the shape of fresh impact craters on the Moon // *Impact and explosion cratering* (eds. D.J. Roddy, R.O. Pepin, R.B. Merrill), Pergamon Press. New Work. 1977. P.489-509.
682. *Plumb K.A.* New Precambrian time scale // *Episodes*. 1991. V.14. №2. P.139-140.
683. *Pfleiderer J.* // *Astronom. And Astrophys.* 1988. V.194. P.344.
684. *Prior G.T.* The classification of meteorites // *Mineralogy Magazine*. 1920. V.19. P.51-63.
685. *Press F.* Earth models obtained by Monte Carlo inversion // *J. geophys. res.* 1968. V.73. P.5223-5234.
686. *Proctor R.A.* The Poetry of Astronomy. London. 1881. P.156.
687. *Raup P.M., Sepkoski I.I.* Periodicity of extinctions in the geologic past // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*. 1984. V.81. № 3. P. 801-805.
688. *Remane J. et al.* International stratigraphic chart: International Commission on Stratigraphy. 1998.
689. *Richardson D.E.* Distances of planets from the Sun and of satellites from their primaries in the satellite systems of Jupiter, Saturn and Uranus // *Pop. Astron.* 1945. V.53. P.14-26.
690. *Ringwood A.E.* Lunar origin: single giant impact or multiple large impacts? // *Abstr. Paper. 19-th Lunar and Planet. Sci. Conf. Houston*. 1988 Pt.3, P.982-983.
691. *Ringwood A.E.* The Earth-Moon connection // *Z. Naturforsch. A.* 1989. V.44. №10. P.891-923.
692. *Roddy D.M. et al.* Theoretical and observational support for formation of flat-floored central uplift craters by low-density impacting bodies // *Lunar Planet Sci. XI. Part.3.* 1980. P.953-955.
693. *Rogers J.J.W.* A history of the continents in the past three billion years // *J. Geol.* 1996. V.104. P.91-107.
694. *Roxburg I.W., Williams I.P.* The dogon tribe and Sirius // *Observatory*, 1975. V.95. №1008. P.215.
695. *Rubey W.W.* Geologic history of seawater // *Bull. Geol. Soc. Of America*. 1951. V.62. P.1111-1147.
696. *Safronov V.S.* Ejection of bodies from the Solar System in the formation of the cometary Cloud // *IAU Symp.* 1972. №45. P.329-334.
697. *Sankaran A.V.* Galactic triggering of geologic events in earth's history //

- Current Science. 2008. V.95. №6. P.714-716.
698. *Schatsman E.* Sur un probleme de mecanique rationnelle en relation avec la formation des plkanetes // Bull. Astron. 1947. V.14. P.69-74.
699. *Schmus W.R. van, Wood J.A.* A chemical-petrologic classification for the chondritic meteorites // Geochim. et Cosmochim. Acta. 1967. V.31. P.747-765.
700. *Schiaparelli G.V.* Entwurf enter astronomischen theorie der sternschuppen // Siebente Note. 1871. S.261.
701. *Schlosser W., Bergmann W.* An early-mediaeval account on red collar of Sirius and its astrophysical implications // Nature. 1985. V.318. P.6041.
702. *Schmidt G.D., Peterson B.M., Blaver E.A.* // Astrophysics J. (Letters). 1978. V.220. L31.
703. *Sears D.W., Dodd R.T.* // Meteorites and the early solar system. Tusson. Un. Arisona Press. 1988. P.3-34.
704. *See T.J.J.* // Astronomische. Nachrichten. 1926. Bd.299.
705. *Seielstad G.A., Cohen M.N., Linfield R.P. et al.* // Astrophys. J. 1979. V.229. P.53.
706. *Seiler W., Crutzen P.J.* Estimates of gross and net fluxes of carbon between the biosphere and atmosphere from biomass brining // Climatic Change. 1980. V.2. №2. P.207-247.
707. *Sepkoski J.J. (Jr.)* Patterns of Phanerozoic extinction: A perspective from global data bases // ed. O.H. Walliser. Global events and event stratigraphy in the Phanerozoic: Results of International interdisciplinary cooperation in the IGCP Project 216 "Global biological events in Earth history". Berlin-Heidelberg, Springer-Verlag. 1995. P.35-52.
708. Shaded relief map of Mars. 1:25000000. 1972.
709. *Shaviv N.J.* The spiral structure of the Milky Way, cosmic rays and ice age epochs on Earth // New Astronomy. 2002. V.8. P.39-77.
710. *Shaviv N.J., Veizer J.* Celestial driver of Phanerozoic climate? // GSA TODAY. 2003. V.13. №7. P.4-9.
711. *Shoemaker E.M.* Astronomically observable crater-forming projectiles // Impact and Explosion Craterin. NY. 1977. P.617-628.
712. *Shoemaker E.M.* Asteroid and Comet bombardment of the Earth // Ann. rev. Earth planet. Sci. 1983. №11. P.461-494.
713. *Shoemaker E.M., Hackmann R., Eggelton R.* Interplanetary correlation of geologic time // Advan. Astron. Sci. 1962. V.8. P.70-89.
714. *Shorma S.D., Khonna M.* Analysis of perihelia of new comets // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 1988. V. 235. №4. P.1467-1471.
715. *Shuvalov V.V.* Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock Waves. 1999; V.9. №6. P.381-390.
716. *Siegenthaler U., Oeschger H.* Predicting future atmospheric carbon dioxide level // Science. 1978. V.199. № 4327. P.388-395.

717. *Sitchin Z.* Der zwolfte planet. Droemesche Verlagsanstalt. 1989.
718. *Stille H.* Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin. Borntraeger. 1924. 948 s.
719. *Svedstrup A.* // Astron. Nachr. 1883. V.107. P.113-126.
720. *Svetsov V.V., Nemchinov I.V., Teterev A.V.* Disruption of large meteoroids in the Earth's atmosphere: Theoretical models // *Icarus*. 1995. V.116. №1. P.131-153.
721. *Temple R.K.G.* The Sirius Mystery. London. 1976.
722. *Ter Haar D.* Further studies on the origin of the Solar system // *Astrophys. J.* 1950. V.111. №1. P.179-190.
723. *Turland B.D.* // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 1975. V.170. P.281.
724. *Urey H.C.* Cometary Collisions and Geological periods // *Nature*. 1973. V.242. P.32-33.
725. *Usselman T.N.* Experimental approach to the state of the core. I: The liquids relations of the Fe-rich portion of the Fe-Ni-S system from 30 to 100 kb // *Am. J. Sci.* 1975. V.275. P.291-303.
726. *Vallee J.P.* Metastudy of the spiral structure of our home Galaxy // *Astrophys. J.* 2002. V.566. №1. P.261-266.
727. *Van den Bergh S.* Giant molecular clouds and the Solar system comets // *J. Roy. Astron. Soc. Can.* 1982. V.76. №5. P.303-308.
728. *Van Flandern T.C.* Status of planetary break-up theory for the origin of comets // *Bul. Amer. Astron. Soc.* 1992. V.24. №3. P.1062
729. *Van Flandern T.C., Tedesco E.F., Binzel R.P.* Satellites of asteroids // *Asteroids* / ed. T. Gehrels. 1979. Tucson: Univ. Arizona Press. P.443-465.
730. *Van Schmus W.R., Wood J.A.* A chemical petrologic classification for the chondritic meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1967. V.31. P.747-765.
731. *Veevers J.J.* Tectonic-climatic super cycle in the billion-year plate – tectonic eon: Permian Pangean icehouse alternates with Cretaceous dispersed-continents greenhouse // *Sedimentary Geology*. 1990. V.68. P.1-16.
732. *Vickery A.M.* Effect of an impact-generated gas cloud on the acceleration of solid ejecta // *J. Geophys. Res.* 1986. V.91, 14139-16160.
733. *Vine F., Matthews D.* Magnetic anomalies over ocean ridges // *Nature*. 1963, V.199. P.947-949.
734. *Vaucouleurs G., Nieto J.L.* // *Astronomical J.* 1979. V.231. P.364.
735. *Walbaum M., Duvent J.L.* A la recherche des compagnons invisibles des étoiles doubles // *Astronomie*. 1983. V.97.
736. *Walker J.C.G.* Evolution of the Atmosphere. NY. Macmillan. 1977.
737. *Whipple F.L.* A comet model. I. The acceleration of comet Encke // *Astrophys. J.* 1950. V.111. №2. P.375-394.
738. *Whipple F.L.* A comet model. II. Physics relations for comets and meteors // *Astrophys. J.* 1951. V.113. №3. P.464-474.
739. *Whipple F.L.* Evidence for a Comet belt beyond Neptune // *Astron. J.* 1964. V.69. P.563.

-
740. *Wielen R., Fuchs B., Dettbarn C.* On the birthplace of the Sun and places of formation of other nearby stars // *Astron. and Astrophys.* 1996. V.314. №2. P.438-447.
741. *Wilkinson P.* // *Nature.* 1974. V.252. P.661.
742. *Williams G.E.* Possible relation between periodic glaciating and the flexure of the Galaxy // *Earth Planet Sci. Letters.* 1975. V.26. P.261-369.
743. *Williams I.P., Bhattacharjes S.K.* The distribution of the spin angular momentum of the planets // *Asrophys. and Sp. Sci.* 1979. V.66. №2. P. 319-324.
744. *Williams I.P., Collander-Brown S.J.* Trans-Neptunian objects // *Surv. Geophys.* 1997. V.18. №4. P.341-361.
745. *Wilson J.T.* Evidence from islands on spreading of ocean flow // *Nature.* 1963. V.197. P.536-538.
746. *Woronov A.* Crater saturation and equilibrium: A Monte Carlo simulation // *J. Geophys. Res.* 1977. V.82. P.2447-2456.
747. *Wurm V.J.F.* Verschiedene astronomische Bemerkungen und eine Abhandlung uber mogliche Planeten und Kometen unsers Sonnensystems // *Astronomisches Jahrbuch (fur das Jahr 1790)* / Ed. G.J. Decker, Konigl. Hofbuchdrucker. Berlin, 1787. V.15. P.162-173.
748. *Yabusbita S., Hasegawa I.* A note on the possible origin of comets in a interstellargas cloud // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1978. V.185. №2. P.549-553.
749. *Yale L., Carpenter S.J.* Large igneous provinces any great dike swarms: proxies for supercontinent cyclicity and mantle convection // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1998. V.163. P.109-122.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
РАЗДЕЛ I. ГАЛАКТИКА	9
Глава 1. Двойственная природа спиральности галактик.....	9
1.1. Введение.....	9
1.2. Два типа галактических ветвей.....	11
1.3. Спиральное строение галактики М 31.....	13
1.4. Спиральное строение Галактики.....	20
1.5. Анализ фактических данных	22
1.6. Кинематическая модель спирального строения галактик.....	27
1.7. Апробация модели на примере галактики М 31.....	33
Основные результаты и выводы.....	42
Глава 2. Галактическая модель геологической цикличности.....	43
2.1. Постановка задачи.....	44
2.2. Теория движения Солнца в Галактике.....	45
2.2.1. Движение в галактической плоскости.....	47
2.2.2. Колебания относительно плоскости Галактики.....	50
2.3. Тестирование построенной модели. Вертексы Каптейна.....	51
2.3.1. Расстояние Солнца до центра Галактики.....	51
2.3.2. Спиральная конструкция Галактики.....	54
2.4. Проблема «центроида» в звездной кинематике.....	55
2.5. Вертексы Каптейна.....	57
2.5.1. Расчет координат вертексов Каптейна.....	57
2.5.2. Влияние распределения звезд по небесной сфере.....	60
2.5.3. Обсуждение результатов расчета вертексов Каптейна.....	62
2.6. Моменты пересечения Солнцем струйных потоков.....	64
2.7. Уточнение модели по данным геохронологии.....	70
2.7.1. Расчет времен пересечения Солнцем галактических рукавов..	70
2.7.2. Сопоставление расчета и наблюдений.....	73
2.7.3. Расчет моментов «великих» вымираний.....	76
2.8. Вращение линии апсид солнечной орбиты.....	80
Основные результаты и выводы.....	81
Глава 3. Физика галактик и геологические циклы.....	83
3.1. Предварительное обсуждение фактических данных.....	83
3.2. Быстрые сбои в движении Солнца.....	84

3.3. Медленная эволюция солнечной орбиты.....	88
3.4. Проблема эволюции галактик.....	91
3.5. Модель изотермической сферы.....	92
3.6. Эволюция Галактики.....	93
3.7. Распределение гравитационного потенциала Галактики.....	94
Основные результаты и выводы.....	102

РАЗДЕЛ II. СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА103

Глава 4. Регистрация галактических комет в Солнечной системе.... 104

4.1. Идея способа детектирования галактических комет.....	104
4.2. Идентификация кометных кратеров.....	105
4.2.1. Сепарация кратеров по размерам.....	105
4.2.2. Сепарация кратеров по морфологии.....	108
4.2.3. Функция распределения кратеров по диаметрам.....	110
4.3. Широтный эффект.....	116
4.4. Степень насыщения поверхности кратерами	121
4.5. Кратеры на планетах с атмосферой.....	125
4.6. Ослабление потока комет в атмосфере.....	128
4.7. Уточнение параметров кометных ядер.....	130
4.8. Моделирование разрушения комет в атмосфере.....	132
4.9. Тектонические следствия падений комет.....	134
4.9.1. Происхождение подводных гор.....	135
4.9.2. Образование подводных гор галактическими кометами.....	138
4.9.3. Горячие точки и горячие поля.....	141
4.9.4. Механизм образования горячих точек и горячих полей.....	143
4.9.5. Проблема новейших понятий.....	145
4.10. Время релаксации поверхности Марса.....	147
4.11. Распределение плотности кометных падений.....	149
4.12. Кометы галактических рукавов.....	154
Основные результаты и выводы.....	157

Глава 5. Происхождение комет Солнечной системы 159

5.1. Гипотезы происхождения комет.....	160
5.2. Постановка задачи	162
5.3. Столкновения комет с астероидами.....	163
5.4. Захват Солнцем вторичных тел	167
5.4.1. Межпланетная пыль.....	167
5.4.2. Метеорные и более крупные тела.....	170
5.4.3. Рассеяние галактических комет на крупных астероидах.....	172
5.4.4. Рассеяние галактических комет на мелких астероидах.....	174
5.5. Механизм аккумуляции вторичных комет.....	175
5.6. Долгопериодические кометы.....	177
5.6.1. Новые долгопериодические кометы.....	180

5.6.2. Повторные долгопериодические кометы.....	182
5.6.3. Третичные долгопериодические кометы.....	184
5.7. Короткопериодические кометы.....	185
Основные результаты и выводы.....	191
Глава 6. Космогония «открытой» Солнечной системы (КОСС).....	194
6.1. Проблема Фазтона.....	195
6.1.1. Новое обоснование гипотезы Фазтона.....	196
6.1.2. Два этапа планетообразования и их разделение.....	199
6.1.3. Происхождение планет-гигантов.....	201
6.2. Природа вещества астероидов и метеоритов.....	203
6.2.1. Классы метеоритов и строение Земли.....	204
6.2.2. Фазтон и Земля.....	206
6.2.3. Формирование метеоритного вещества.....	209
6.2.4. Изотопные возрасты метеоритов.....	212
6.2.5. О начальной стадии образования Земли.....	214
6.3. Происхождение Луны.....	215
6.3.1. Толщина утерянного Землей слоя пород.....	216
6.3.2. Механизм отрыва вещества от Земли.....	217
6.3.3. Момент вращения системы Земля-Луна.....	219
6.3.4. Начальный радиус лунной орбиты.....	220
6.3.5. Внутренне строение и эволюция Луны.....	222
6.3.6. О древней и современной земной коре.....	224
6.4. Одновременный рост планет и звезды.....	226
6.4.1. Постановка задачи.....	226
6.4.2. Осевой момент вращения планет.....	229
6.4.3. Удельный момент вращения звезды.....	231
6.4.4. Допланетный аккреционный диск звезд.....	233
6.5. Вторичный аккреционный диск Солнца.....	234
6.5.1. Параметры вторичного диска Солнца.....	235
6.5.2. Средняя масса планет-гигантов.....	236
6.5.3. Перераспределение вращательного момента.....	238
6.5.4. Масса Солнца до и после гибели Фазтона.....	240
6.6. Образование спутников планет-гигантов.....	242
6.6.1. Подобие систем спутников и планетной системы Солнца.....	242
6.6.2. Плотность вещества в аккреционных дисках планет.....	245
6.6.3. Крупные и мелкие спутники планет-гигантов.....	246
6.6.4. Взаимный рост спутника и планеты.....	248
6.6.5. Последовательность образования спутников.....	251
6.6.6. Скорость взаимного роста планет и спутников.....	253
6.7. Многочастотный параметрический резонанс.....	256
6.7.1. Свойства коллективного резонанса.....	256
6.7.2. Фактические данные.....	258
6.7.3. Обсуждение результатов.....	260

6.7.4. Закономерность Тициуса-Бодэ.....	263
Основные результаты и выводы.....	265
РАЗДЕЛ III. ЗЕМЛЯ.....	267
Глава 7. Геохронологическая шкала как объект приложения галактической модели.....	267
7.1. Введение.....	267
7.2. Природа циклов длительностью 1-10 млн. лет.....	268
7.2.1. Постановка задачи.....	268
7.2.2. Фактические данные.....	269
7.2.3. Интерпретационная модель.....	273
7.2.4. Предварительное обсуждение.....	278
7.2.5. Природа одиночных космических тел.....	279
7.2.6. Диаметр, масса и энергия одиночных астероидов.....	281
7.2.7. Обсуждение результатов.....	286
7.3. Геохронологическая шкала докембрия.....	291
7.4. Обратная задача геохронологической шкалы	297
Основные результаты и выводы	305
Глава 8. Галактоцентрическая парадигма при решении ключевых геологических проблем.....	307
8.1. Проблема «галактического года» в геологии.....	308
8.1.1. Развитие гипотезы геологами.....	309
8.1.2. Совершенствование модели астрономами.....	310
8.1.3. Трудности астрономических моделей.....	311
8.1.4. Существует ли галактический год?.....	312
8.1.5. Концепция автора.....	313
8.2. Проблема циклического изменения климата	315
8.3. Тектонические циклы Вилсона, Бертрона и Штилле.....	318
8.3.1. Геологическая основа тектонических циклов.....	318
8.3.2. Имеющиеся гипотезы.....	321
8.3.3. Новый подход к проблеме.....	322
8.3.4. Циклы Штилле.....	323
8.3.5. Циклы Вилсона.....	326
8.3.6. Циклы Бертрона.....	328
8.4. Проблема фосфатов и солей.....	329
8.4.1. Общие сведения.....	329
8.4.2. Обзор гипотез образования солей и фосфатов.....	330
8.4.3. Кометно-галактическая гипотеза.....	334
8.4.4. Соотношение объемов отложения солей и фосфатов.....	337
8.4.5. Степень сохранности отложения солей и фосфатов.....	339
8.4.6. Принципиальное решение проблемы.....	343
8.5. Вендско-кембрийский взрыв жизни.....	345

8.5.1. Гипотезы вендо-кембрийского биотического события.....	347
8.5.2. Новый подход к проблеме.....	347
8.5.3. Мировой океан – колыбель жизни.....	349
Основные результаты и выводы.....	352
Глава 9. Геохимический круговорот вещества на Земле.....	355
9.1. Постановка задачи. Формализация системы круговорота.....	355
9.1.1. Представления В.И. Вернадского.....	357
9.1.2. Система круговорота углерода	358
9.1.3. Принцип действия системы.....	362
9.2. Теоретический анализ круговорота углерода.....	364
9.2.1. Стационарное состояние системы.....	364
9.2.2. Нестационарное состояние системы.....	367
9.2.3. Малоподвижный углерод	371
9.3. Механизмы самоорганизации системы круговорота.....	373
9.3.1. Скорость накопления биогенного углерода	373
9.3.2. Изотопия карбонатного и биогенного углерода.....	376
9.4. Круговорот воды.....	381
9.5. Образование и эволюция гидросферы.....	386
9.6. Происхождение нефти и газа.....	394
9.6.1. Структура научных революций по Куну.....	395
9.6.2. Научная революция в проблеме нефти и газа.....	396
9.6.3. Балансовые проблемы углерода.....	398
9.6.4. Биосферная концепция нефтегазообразования.....	400
9.6.5. Новые следствия биосферной концепции.....	408
Основные результаты и выводы.....	411
РАЗДЕЛ IV. ОБНОВЛЕНИЕ НАУЧНОГО ЗНАНИЯ.....	413
Глава 10. Истоки эзотерического знания догонов.....	415
10.1. Догоны и причины интереса к ним.....	416
10.2. Что известно о Сириусе науке.....	418
10.3. Сведения догонов о Сириусе.....	420
10.4. Откуда у догонов такие знания?	421
10.5. Новый подход к проблеме.....	422
10.6. Строение Галактики в представлении догонов.....	423
10.7. Тестирование информации догонов.....	425
10.8. Обсуждение результатов расчета	431
Основные результаты и выводы	435
Глава 11. «Надчеловеческое» знание Махатм.....	437
11.1. Постановка проблемы.....	438
11.2. История вопроса.....	439
11.3. Кто такие махатмы.....	440
11.4. Подоплека интриги спора.....	440

11.5. Махатмы о природе Солнца.....	442
11.6. О поступлении на Землю космического вещества.....	444
11.7. О «Раджа-звезде».....	446
11.8. Существование неоткрытых планет.....	448
Основные результаты и выводы	449
Глава 12. Пересмотр основ космологии.....	451
12.1. Проблема радиоизлучающих джетов.....	452
12.2. Природа радиоисточников. Двухсторонние джеты.....	454
12.3. Спиральное строение выброса галактики М 87.....	463
12.4. Типы спиральных конструкций. Односторонние джеты.....	467
12.5. Движение структур джетов со сверхсветовыми скоростями.....	471
12.6. Происхождение космических лучей.....	476
12.6.1. Постановка проблемы.....	476
12.6.2. Новый подход к проблеме.....	481
12.6.3. Механизм ускорения космических лучей.....	484
12.7. Устройство Вселенной.....	490
12.8. Два подхода к построению научного знания.....	495
Основные результаты и выводы.....	497
Заключение.....	501
Литература.....	503