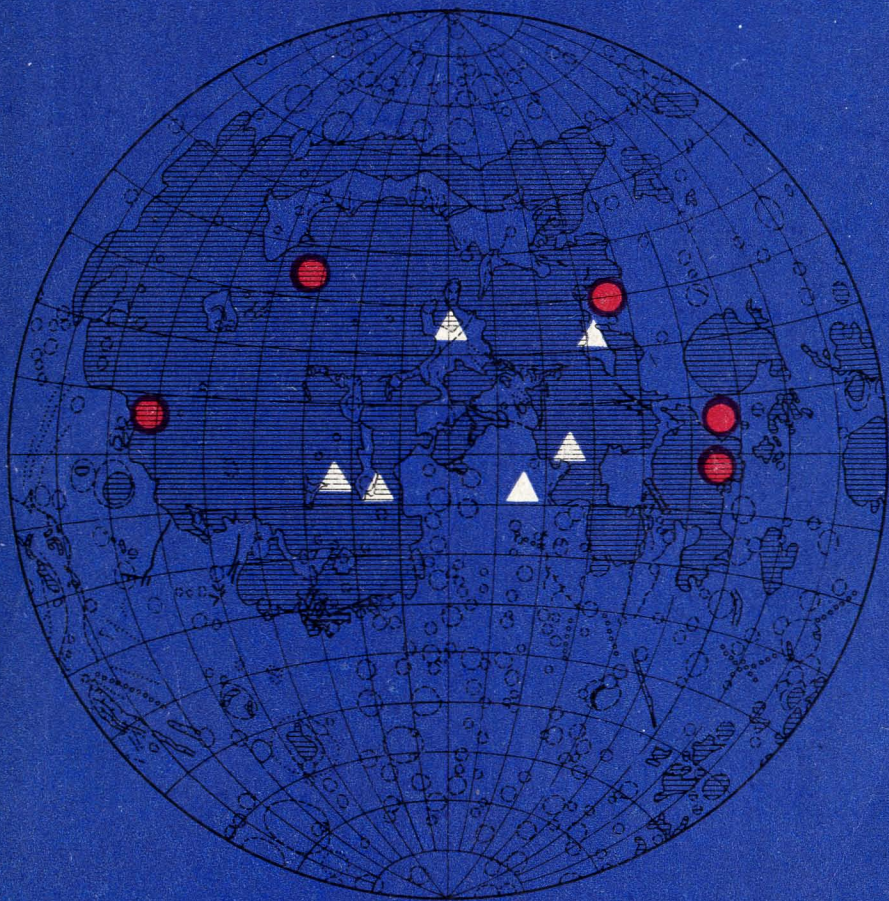


Е. Л. РУСКОЛ

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛУНЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ им. О. Ю. ШМИДТА

Е. Л. РУСКОЛ

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛУНЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА» МОСКВА 1975

Происхождение Луны. Рускол Е. Л. М., «Наука», 1975, стр. 188

Книга посвящена актуальной проблеме изучения наиболее ранних этапов эволюции системы Земля — Луна, включая образование Луны. В ней последовательно излагается теоретическая модель образования Луны в околоземном рою, разработанная автором на основе идеи академика О. Ю. Шмидта об образовании спутников как процессе, сопровождающем рост планет. Кратко суммируются данные о Луне, полученные при ее освоении методами наук о Земле, рассматривается приливная эволюция системы Земля — Луна, приводится обзор различных представлений о происхождении Луны и дается их критическая оценка. Затем рассматривается модель образования Луны: возникновение околоземного спутникового рою во время аккумуляции Земли и рост Луны в околоземном спутниковом рою. Обсуждается происхождение спутников у других планет Солнечной системы.

Книга предназначена для астрономов, геофизиков, геохимиков и исследователей Луны и планет. Табл. 10. Илл. 61. Библ. 223 назв.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук

В. Н. ЖАРКОВ

20604-280
Р 052(02)-75 52-75

© Издательство «Наука», 1975 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Освоение Луны в 60—70-х годах нашего столетия — одна из самых ярких страниц в истории человечества. Работу ученых, талант конструкторов, героизм экипажей космических кораблей объединила главная задача — получить новые сведения для науки. Основной научной целью освоения Луны было и остается изучение ранней истории и происхождения Земли и других планет Солнечной системы. Решение этой проблемы дало бы огромный вклад в науку о Земле, так как сейчас еще невозможно понять внутреннее строение Земли, не зная ее истории.

В Институте физики Земли АН СССР по инициативе академика О. Ю. Шмидта в конце 40-х — начале 50-х годов было начато планомерное изучение происхождения Земли как части комплексной астрономо-геофизической проблемы. Идея О. Ю. Шмидта о постепенной аккумуляции Земли из небольших твердых частиц была затем развита и дополнена, на ее основе в институте создана физико-механическая модель образования и эволюции Земли, которая согласуется также с представлениями о геохимической эволюции.

Изучение происхождения Луны в Институте физики Земли началось лишь в конце 50-х годов также на основе идеи О. Ю. Шмидта, в данном случае идеи об образовании спутников в окрестности растущих планет. Развитие этой модели показало, что формирование спутников вблизи планет не просто копирует формирование планет вблизи Солнца, здесь выявляются свои отличия. Помимо этого, эволюция системы Земля — Луна имеет особенности, свойственные только этой системе. Огромное количество новых данных, полученных прямыми исследованиями Луны, заставило заново пересмотреть все существующие концепции происхождения Луны, в том числе и развиваемую нами. При этом выяснился целый ряд преимуществ модели образования Луны в окрестности Земли. Это стимулировало продолжение работы и детализацию некоторых этапов ранней истории Луны. Основной целью исследований было разработать такую теоретическую модель образо-

вания Луны, которая, во-первых, была бы совместима как с ранее известными данными о Луне, так и с факторами, полученными в последнее время путем прямого освоения Луны; во-вторых, согласовывалась бы с историей лунной орбиты, испытавшей значительные изменения вследствие приливного трения; в-третьих, вписывалась бы в процесс образования Земли. В настоящей книге делается попытка построить такую модель.

Книга состоит из шести глав. В первой главе приводятся фактические данные о Луне, во второй освещается приливная эволюция системы Земля — Луна, в третьей сопоставляются различные точки зрения на происхождение Луны, в трех последних главах излагается модель образования Луны и спутников, разработанная в Институте физики Земли. Работа проводилась в секторе планетарной геофизики института вначале в отделе эволюции Земли, затем в отделе теоретической физики. Автор благодарит сотрудников обоих отделов за помощь и внимание.

ДАнные О ЛУНЕ

Еще в 40-х годах нашего столетия Луна была чисто астрономическим объектом исследований, которым занимались немногочисленные группы ученых на небольшом числе обсерваторий всего мира. В 50-х годах возрос интерес к Луне как к ближайшему к Земле космическому телу, доступному для изучения с помощью космической техники. В то же время было осознано огромное значение Луны для ранней истории Солнечной системы. Луна стала рассматриваться как «краеугольный камень» планетной космогонии почти в буквальном смысле: на ее поверхности предполагали найти первичное вещество, из которого образовались планеты земного типа. Это обусловило сначала резкий взлет наземных исследований Луны, а затем и ее прямое освоение.

Настоящая глава посвящена обзору тех результатов, которые получены для Луны как объекта геофизических и геохимических исследований. Но сначала следует отметить, что наземные методы исследований Луны принесли огромное количество данных о ее свойствах, несмотря на то, что исследовались лишь различные участки спектра отражаемого и переизлучаемого Лунной светом и измерялось видимое движение Луны среди звезд. Большой вклад внесли советские астрономы в фотометрические исследования Луны, которые дали правильное представление о микроструктуре и цвете лунного грунта. В СССР много десятилетий с помощью наземных оптических методов изучалась фигура Луны. В 50—60-е годы была создана теория радиоизлучения Луны и впервые получены экспериментальные данные об изменении температуры лунного грунта с глубиной, которые позволили оценить средний для всего диска тепловой поток из недр Луны. Французские астрономы впервые развили поляризметрические методы исследования поверхностей Луны и планет и получили наилучшие наземные фотографии Луны. В США были созданы детальные фотографические атласы Луны, развиты радиолокационные методы изучения невидимого в телескопы мезорельефа Луны; наконец, учеными разных стран проведены разносторонние лабораторные исследования,

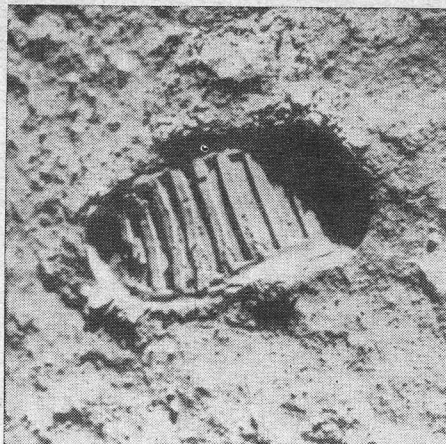


Рис. 1.1. След ноги космонавта в лунном грунте

позволившие успешно моделировать лунный грунт за несколько лет до его освоения.

Уже тогда было выявлено, что на поверхности Луны нет сыпучей пыли, а есть своеобразный спекшийся пористый слой малой прочности, который при надавливании на него образует ямки с вертикальными стенками. Этот слой называется реголитом, т. е. покрывающей породой. Термин «реголит» применяется также к поверхностному слою небольших каменных спутников, поверхность которых находилась в сходных условиях с поверхностью Луны.

На рис. 1.1 изображен след ноги космонавта в лунном реголите, который иллюстрирует правильность предварительной модели лунного грунта. Отсутствие воды и атмосферы обусловило замечательную сохранность древнего лунного рельефа. Его создавали как внешние факторы, так и внутренние процессы, и лунная геология должна правильно учитывать это обстоятельство.

§ 1. Геология Луны

Геологией Луны называют науку, изучающую поверхностные формы Луны с помощью методов, разработанных для Земли. Поверхность Луны с давних пор изучалась по фотографиям, где четкие тени позволяли оценить высоту гор и кольцевых валов с точностью до нескольких десятков метров. По наземным фотографиям были детально изучены все образования с горизонтальными размерами более 1 км. Сейчас хорошо известно, что вся Луна покрыта круглыми морями и кратерами всевозможных размеров — от тысячекilометровых воронок Моря Дождей и Моря Восточного до микроскопических кратеров. На них видно много следов

обрушений валов, затопления воронок лавой, но нигде нет заметных горизонтальных сдвигов, по которым можно было бы даже заподозрить «тектонику плит». На Луне отсутствуют также складчатые образования, столь характерные для Земли. Нигде на Луне нет осадочных пород или каких-либо следов водной эрозии поверхности.

Еще одно отличие от земной поверхности состоит в том, что на Луне нет гранитного слоя. Большая часть поверхности — возвышенные, континентальные области — сложена породами, обогащенными алюминием, кальцием и кремнием — анортозитами, в составе которых преобладает плагиоклаз. Меньшая часть — пониженные участки, «моря» — залита застывшей базальтовой лавой, обогащенной окислами железа, магния и титана. Это и обуславливает очень темную окраску морских базальтов, подобных по черноте каменному углю. Сейчас Луна фактически находится в тектоническом покое и в относительном покое со стороны внешних сил, однако в первый миллиард лет и внешние, и внутренние силы действовали весьма активно, что и привело к весьма сложному и своеобразному строению лунной коры.

Наличие огромного числа кратеров на Луне породило действенный метод изучения ее поверхности — кратерную статистику, которая дополняет обычные для земной геологии морфологический и стратиграфический методы. Использование кратерной статистики для изучения истории поверхности Луны должно опираться на правильную теорию происхождения кратеров. Давнишний спор между сторонниками вулканического и ударного происхождения лунных кольцевых форм можно считать решенным в пользу ударного происхождения. Перечислим основные доводы этой теории.

1. Имеется четкая закономерность роста числа кратеров с уменьшением их размера, которая описывается степенной формулой вида

$$dN(a) = \text{const } a^{-n} da, \quad (1.1)$$

где a — радиус кратера, N — число кратеров с радиусами в интервале от $a + da$ до $a - da$, а диапазон размеров составляет около 12 порядков величин. Данная формула отражает распределение по массам падавших на Луну тел. Эта закономерность однотипна для морей и для континентов, но абсолютное количество кратеров данного размера на единицу поверхности континента всегда примерно в 30 раз больше соответствующего числа кратеров на единицу поверхности морей (рис. 1.2) [1]. Такое явление необъяснимо для вулканических процессов.

2. Распределение центров кратеров на данной однотипной площади (море или континент) случайно, если отбросить группировки вторичных кратеров и учесть стирание предыдущего рельефа при падении более крупных тел. Между тем распределение вулканов на поверхности обычно приурочено к определенным текто-

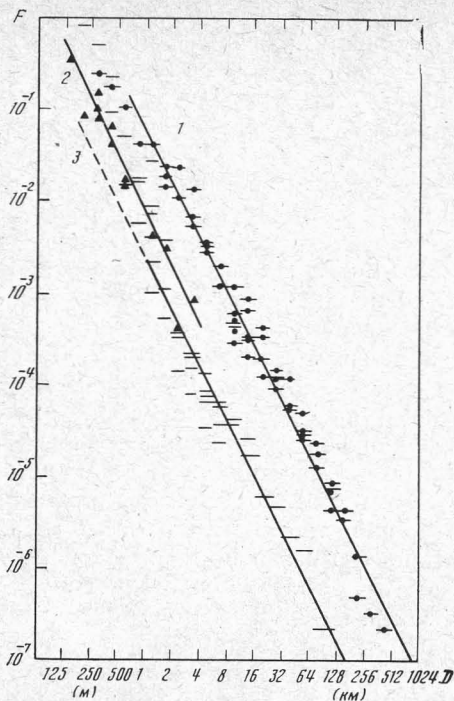


Рис. 1.2. Распределение кратеров по диаметрам (D). F — интегральное число кратеров крупнее данного размера на 1 км^2

Кратеры: 1 — континентальные; 2 — «морского» периода; 3 — «послеморские»

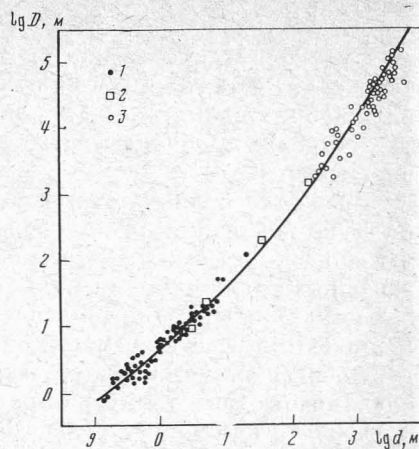


Рис. 1.3. Зависимость глубина (d) — диаметр (D) для различных взрывных кратеров

1 — воронки от взрывов;
2 — метеоритные кратеры;
3 — лунные кратеры

ническим зонам. На Луне есть вулканические образования — не кратеры, а горки, по форме и размерам напоминающие потухшие вулканы Земли, они расположены группами в Море Дождей, вблизи кратера Коперник и в Море Облаков [2].

3. Форма кратеров такова, что объем вала приблизительно равен объему воронки (правило Шретера). Это соотношение вытекает из баллистической теории кратеров. Соотношение глубина — диаметр для лунных кратеров укладывается на единую зависимость, построенную для земных взрывных воронок и земных метеоритных кратеров [3] (рис. 1.3). Ни земные вулканы, ни кальдеры, т. е. провальные образования вулканического типа, такими свойствами не обладают. Кроме того, кальдеры никогда не бывают столь идеально круглыми, словно обведенными циркулем образованиями, как это характерно для лунных кратеров.

4. Плотность кратеров на морях (их называют «послеморскими») такова, что она грубо соответствует современной пространственной плотности межпланетных тел, достигающих зоны Земли и способных обеспечить нужную бомбардировку. Ископаемые кра-

теры на Земле с возрастными до 1 млрд. лет дают сходную частоту распределения на единицу поверхности. Вычисленный по межпланетной бомбардировке вклад метеоритного вещества в лунном реголите оценивался примерно в 3% [4]. Прямые определения по химическим анализам дали для метеоритной примеси 1,5—2% [5, 6]; это можно считать хорошим подтверждением теории метеоритной бомбардировки Луны.

5. Открытие в 1971 г. кратеров величиной до 6 км на Фобосе, спутнике Марса, с наибольшим диаметром около 25 км также служит подтверждением ударной теории, поскольку вулканическое происхождение кратеров на таком небольшом теле исключено.

Применение кратерной статистики ранее позволяло оценивать относительные возрасты участков поверхности Луны. Сейчас, после лабораторных определений возрастов лунных пород, стало возможным использовать данные кратерных подсчетов для определения также и абсолютных возрастов. В табл. 1, по данным

Таблица 1

Плотности распределения кратеров F на единицу поверхности (в единицах средней плотности послеморских кратеров) и определения возрастов t для различных участков лунной поверхности

Участок	F	$t \cdot 10^{-9}$, лет	Примечание
Кратер Тихо	0,06	$0,7 \pm 0,5$	Предполагается постоянная скорость кратерообразования
Болото Гнилое (Аполлон-15)	0,35	$3,3 \pm 0,06$	По одному образцу
Кратер Коперник	0,5	0,85	Возраст по изотопам Rb для вещества луча Коперника
Море Изобилия (Луна-16)	0,6	3,45	По одному образцу
Океан Бурь (Аполлон-12)	0,75	3,15—3,37	По девяти образцам
Море Спокойствия (Аполлон-11)	1,6	3,48—3,72	По семи образцам
Фра Мауро (Аполлон-14)	2,5	$3,85 \pm 3,96$	По шести образцам
Фронт Апеннин (Аполлон-15)	2,9	$4,09 \pm 0,19$	По одному образцу
Континенты	32	4,2—4,6?	Поверхность образовалась почти в то же время, что и Луна

Хартмана [7], приведены плотности кратеров на единицу поверхности и даны определения возрастов кристаллических пород, доставленных на Землю из соответствующих участков. Корреляция здесь хорошо выражена. Все данные по возрастам пород, собранных экспедициями «Аполлон», приведены по Rb/Sr-определениям Вассербурга с сотрудниками [8]. Возраст пород для фронта Апен-

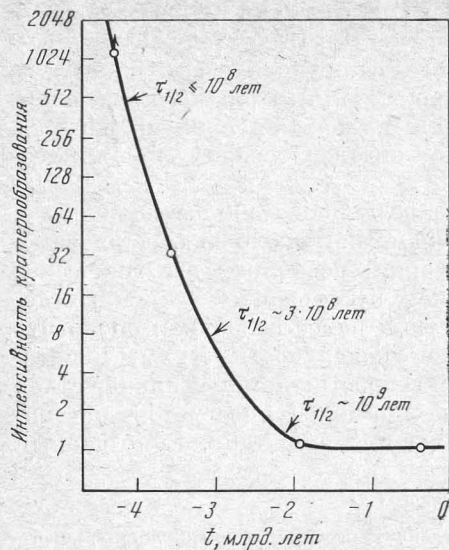


Рис. 1.4. История кратерообразования на Луне

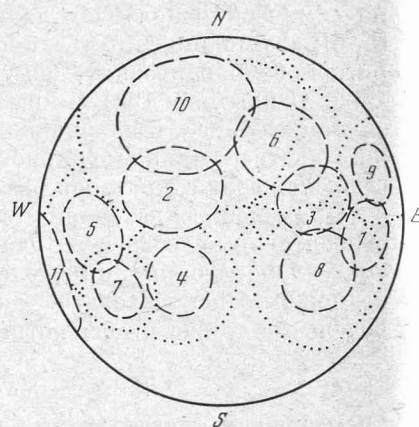


Рис. 1.5. Распределение ударных морей и минимальных ореолов выбросов из них на видимой поверхности Луны

Цифры — последовательность образований во времени

нин взят по данным [9], где использовался метод $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$. Возраст кратера Коперник определен косвенно как возраст светлого вещества, по предположению принадлежащего лучу Коперника. Используются данные Силвера [10].

По сглаженным данным табл. 1 можно получить зависимость интенсивности кратерообразования (в единицах современной интенсивности) от времени (рис. 1.4). Каждой эпохе в прошлом свойствен определенный темп бомбардировки, который характеризуется временем «полураспада» $\tau_{1/2}$. Под $\tau_{1/2}$ понимается время затухания интенсивности бомбардировки в 2 раза, т. е. время вычлывания Луной половины падающих тел с их орбит (предположительно геоцентрических). Высокий темп бомбардировки поверхности Луны в первые полмиллиарда лет ее существования очень усложнил интерпретацию современных наблюдательных данных. В частности, очень трудно судить о роли эндогенных процессов в континентальных областях, которые сформировались раньше лунных морей и сложены из иных пород (см. § 3).

В начале эпохи освоения Луны, когда местами прилунения экспедиций были еще морские участки, складывалось представление о континентах как о затвердевшем анортозитовом «плоте», некогда выплавившемся из более тяжелой магмы [11]. Этому «плоту» приписывали возраст столь же древний, как и возраст

Луны, т. е. $(4,5-4,6) \cdot 10^9$ лет. Однако собранные экспедициями на континентальных участках сотни килограммов наиболее древних анортозитовых образцов оказались в подавляющем большинстве не старше 4 млрд. лет. Большое количество таких образцов несомненно явилось результатом извержений из недр Луны, однако многие из них претерпели вторичное плавление при ударе (см. разд. 1 в книге [12]). Сейчас уже ясно, что если вначале на месте континентов и выплавились какие-то слои первичной коры Луны, то до настоящего времени эта слоистая структура никак не могла сохраниться в силу переработки ее ударами метеоритов на глубину в десятки километров. Этот вывод наглядно подтверждается большим обилием брекчий среди образцов континентальных пород, т. е. конгломератов разнородных минералогических фрагментов, сцементированных в куски. В конце периода усиленной бомбардировки, когда уже образовалось подавляющее большинство кратеров на континентах, произошла ударная экскавация морей (вероятно, $(3,9-3,95) \cdot 10^9$ лет назад).

На схеме, представленной на рис. 1.5, показано расположение морских бассейнов на видимой стороне Луны с номерами, обозначающими последовательность их образования, и очерчены минимальные области, засыпанные выбросами из их воронок [13]. Возможно, что и вся остальная поверхность Луны перекрыта выбросами при экскавации морей, поэтому крайне трудно найти где-либо «первичное» вещество Луны. Все горы на Луне так или иначе связаны с выбросами из морских бассейнов или крупных кратеров. Таким образом, они имеют насыпное происхождение, совершенно не характерное для земных гор.

Роль эндогенных процессов на Луне отчетливо видна на морях и в кратерах с затопленным лавой дном. Нет никакого сомнения, что морская лава выделилась в результате расплавления недр Луны и не является продуктом плавления только участков поверхности при ударах космических тел, как это предполагал Юри [14]. Еще ранее по более высокой плотности кратеров на выбросах из чаши Моря Дождей, чем на самом Море, Койпер заключил, что лава залила Море Дождей позднее, чем образовалась его котловина [2]. В настоящее время радиоактивное датирование подтверждает это. Время ударной экскавации Моря Дождей — около $3,9 \cdot 10^9$ лет, а возраст его лавы в разных участках — 3,3 и $3,2 \cdot 10^9$ лет [8]. Нигде на Луне не найдено следов извержений более поздних, чем $3,4 \cdot 10^9$ лет. Это и говорит о том, что внутренняя жизнь Луны замерла уже давно, о чем свидетельствует также весьма низкая сейсмичность Луны, оцениваемая сейчас всего в 10^{-9} от земной (см. ниже, § 4).

Важной задачей лунной геологии является нелегкая расшифровка истории поверхности Луны на самом раннем этапе ее существования, в первые полмиллиарда лет, что необходимо также для понимания ранней истории Земли, у которой этот же период не оставил никаких наблюдаемых свидетельств на поверхности.

§ 2. Геохимия Луны

Геохимия Луны теснейшим образом связана также с космохимией. 95% вещества, доставленного с Луны, так или иначе произошло из базальтовых магм. Состав этих магм сильно отличается от любого первичного материала, который мог выделиться из околосолнечного газопылевого облака. Космохимики поставили цель — найти ограничения на состав лунных недр, которые следуют из анализов изверженных пород, собранных на поверхности.

Шесть экспедиций «Аполлон» и две автоматические станции «Луна-16» и «Луна-20» доставили на Землю образцы из восьми пунктов лунной поверхности, находящихся на видимом полушарии (см. рис. на обложке, где кружками обозначены места прилунения станций «Луна», треугольниками — «Аполлон»). По-видимому, поверхность Луны более однородна в литологическом отношении, чем поверхность Земли, для которой сбор образцов всего из восьми точек поверхности не дал бы адекватного представления о ее структуре. На Луне полностью не исследованы высокоширотные районы, примыкающие к полюсам, и обратная сторона. Однако, несмотря на это, следует считать имеющиеся химические данные отвечающими составу поверхности Луны в целом.

Фотографический обзор всей Луны показывает, что вся ее поверхность состоит из двух основных типов коры: континентальной и морской, причем на полюсах и на обратной стороне преобладают континенты. При этом исследование флуоресценции поверхности в рентгеновских лучах, выполненное на «Аполлоне-15», показало однотипность отношений Al/Si и Mg/Si для континентов видимого и обратного полушарий, что свидетельствует об их сходном химическом составе. Состав самого верхнего лунного слоя (реголита) отражает состав нижележащих слоев, однако в нем заметна примесь внелунного вещества. Поэтому состав недр Луны изучался прежде всего по целым кускам изверженных пород.

Составленная по данным работ [15—17] табл. 2 дает представление об основном элементном составе вещества Луны. В ней приведено содержание 11 наиболее распространенных окислов в лунных породах. Из них самый распространенный, кремнезем SiO₂, оказывается и наиболее стабильным по концентрации при переходе от образца к образцу. Его содержание колеблется около 40%. До сих пор остается единственным исключением образец 12013, небольшой камешек размером 2 × 3 × 4 см, подобный по составу гранитам, где содержание SiO₂ около 60% [18]. Наиболее меняющимися концентрациями обладают железо, алюминий, титан, магний. В континентальных базальтах повышено содержание кальция. Вариации содержания этих элементов больше, чем у земных разновидностей базальтов.

Таким образом, внутри двух основных литологических типов лунной коры обнаруживаются горизонтальные химические неоднородности Луны. Сравнение с земными базальтами показывает,

Таблица 2
Химический состав (вес.%) лунных базальтов в сравнении с составом земных базальтов и метеоритов

Породы, район, экспедиции	SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	FeO	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	P ₂ O ₅	Cr ₂ O ₃
<i>Морские базальты</i>											
Море Спокойствия (Аполлон-11*)	40,7	11,0	9,43	17,42	0,23	7,34	10,52	0,49	0,18	0,12	0,32
Океан Бурь (Аполлон-12)	45,0	2,97	9,76	19,7	0,27	10,9	9,97	0,33	0,05	0,09	0,50
Море Дождей (Аполлон-15)	45,0	2,54	8,9	22,21	0,30	9,08	10,27	0,28	0,03	0,05	—
Море Ясности, Таурус-Литтров (Аполлон-17)	37,19	13,14	8,7	19,62	0,28	8,52	10,43	0,32	0,04	0,09	0,42
Море Изобилия (Луна-16)	42,95	5,5	13,88	20,17	0,21	6,05	10,8	0,23	0,16	0,14	0,24
<i>Континентальные базальты</i>											
Фра Мауро (Аполлон-14)	48	1,5	12,0	16	0,29	8,4	12	0,58	0,14	—	0,44
Кратер Декарт (Аполлон-16)	45,4	0,32	28,63	4,25	0,06	4,38	16,39	0,41	0,06	0,07	—
Таурус-Литтров (Аполлон-17)	48,5	0,95	17,2	11,4	—	8,94	11,6	0,40	0,25	—	—
<i>KREEP-базальты</i>											
Фра Мауро (Аполлон-14)	50	1,3	20	7,7	0,14	8	11	0,63	0,53	—	—
Кратер Декарт (Аполлон-16)	47,18	1,04	19,98	7,91	0,12	10,34	12,03	0,44	0,32	0,40	—
<i>Земные базальты</i>											
Океанические толеитовые базальты	49,15	2,09	15,09	7,58**	0,17	7,75	10,61	2,23	0,3	0,23	—
<i>Метеориты</i>											
Базальтические ахондриты	49,0	0,61	11,95	18,05	0,52	9,73	9,03	0,40	0,05	0,11	0,48
Хондриты	38,04	0,11	2,50	12,45	0,25	22,84	1,95	0,98	0,17	0,21	0,36

* По данным Гаста [15].

** Содержание Fe₂O₃ равно 3,35 вес. %.

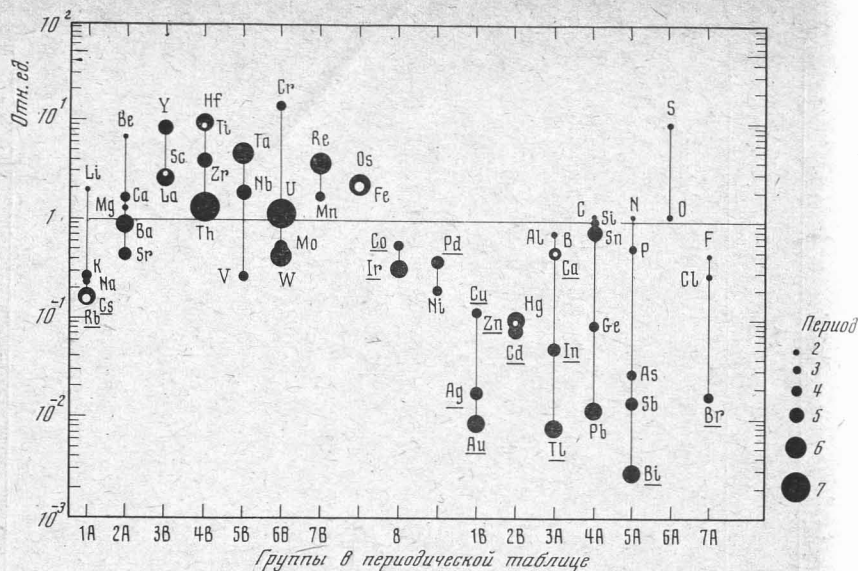


Рис. 1.6. Содержание различных элементов периодической таблицы в базальтах Моря Спокойствия по отношению к земным континентальным базальтам

что лунные морские базальты по CaO и Al_2O_3 больше похожи на земные ненасыщенные (содержащие мало SiO_2) оливиновые базальты, а лунные континентальные породы с низким содержанием железа — на базальты земных океанических хребтов. Железа в целом в лунных базальтах больше, чем в земных, однако оно в основном представлено в двухвалентном виде, включая лишь малые примеси металлического железа, тогда как земные базальты всегда содержат значительные пропорции трехвалентного железа (см. табл. 2).

Важной характеристикой состава лунного вещества является содержание в нем микроэлементов. Уже первые детальные анализы лунных пород показали значительные различия их содержания в лунных и земных базальтах (рис. 1.6) [5].

Гаст [15] делит микроэлементы на три основные категории, которые могут способствовать диагностике космохимических процессов: сидерофильные элементы, летучие элементы и элементы большого ионного радиуса.

Сидерофильные элементы — Au, Ge, Ru, Rh, Pd, Re, Os, Ir, Pt, Ni, Co — это более легко восстанавливаемые элементы, чем железо, и обычно сопутствующие железу в составе метеоритов. Они, как правило, обеднены в лунных базальтах по сравнению с земными, которые в свою очередь обеднены ими по сравнению с хондритами (рис. 1.7). Замечательно то, что пропорции между содержаниями всех сидерофильных элементов у лунных пород совершенно иные, что у земных. Это свидетельствует об отличии

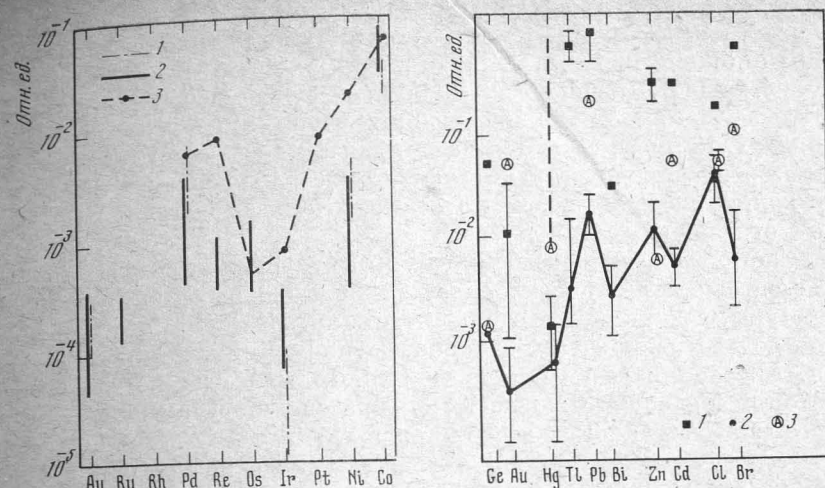


Рис. 1.7. Содержание сидерофильных элементов в лунных (1, 2) и земных (3) базальтах по отношению к содержанию в хондритах
1 — данные «Аполлона-11»; 2 — «Аполлона-12»

Рис. 1.8. Содержание летучих элементов в земных (1) и лунных (2) базальтах, а также в базальтических ахондритах (3) по отношению к среднему содержанию для углистых хондритов первого и второго типа

геохимических процессов в недрах Луны от процессов в земной мантии. В частности, этот факт противоречит гипотезам отделения Луны от мантии Земли после выплавления земного железного ядра [19]. Одним из сильно обедненных микроэлементов в лунных базальтах оказалось золото: его в 10^2 раз меньше, чем в земных базальтах (рис. 1.7). В то же время в лунном реголите его значительно больше. Примесь золота в реголите служит одним из индикаторов привноса метеоритного вещества в поверхностный слой Луны [5].

Летучие элементы — это группа низкоплавких элементов с температурами плавления ниже 600°K . Сюда входят Pb, Bi, Tl, In, Hg, а также близко примыкают Zn, Cd, Cl, Br. Почти все эти элементы обеднены в лунных базальтах на один — три порядка по сравнению с земными базальтами, которые содержат эти элементы также в заметно меньшем количестве по сравнению с углистыми хондритами первого и второго типа, наиболее обогащенными летучими компонентами (рис. 1.8, а также 1.6). Обеднение лунных базальтов летучими элементами закономерно сопровождается их обогащением тугоплавкими элементами, такими, как U, Th, Ba, редкоземельные элементы. Это свойство изверженных пород Луны имеет первостепенное значение для понимания процесса аккумуляции Луны. Так как потеря столь тяжелых эле-

ментов, как Pb, Bi, Tl с поверхности Луны за счет тепловой диссипации пренебрежимо мала, то в силу их летучести эти элементы могут только мигрировать по лунной поверхности [20], что не отражается заметно на их средних содержаниях в изверженных породах, которые остаются весьма низкими¹. Калий также является сравнительно летучим элементом. Его содержание в Луне в несколько раз меньше, чем в Земле, что сказывается в пониженном отношении калия к урану.

Систематическое обеднение Луны всей группой летучих микроэлементов можно интерпретировать лишь как их дефицит в веществе Луны, возникший до ее аккумуляции. Механизм этого обеднения должен включать также обогащение тугоплавкими веществами. Способ дифференциации долунного вещества по летучести, который мог осуществляться при образовании Луны из околоземного роя спутников, обсуждается в гл. 5.

Литофильные элементы большого ионного радиуса — это K, Rb, Cs, Ba, U, Th и редкоземельные элементы, или, как их сокращенно обозначают в литературе REE. Эти элементы имеют свойства скапливаться в коре. Морские базальты, в которых было впервые обнаружено повышенное содержание калия, редкоземельных элементов и фосфора, были обозначены сокращенно KREEP — по первым буквам этих компонентов (см. табл. 2). В дальнейшем, когда выяснилось, что к этой группе элементов часто примыкают уран и торий, иногда стал употребляться термин KREEPUTh. Большие колебания в содержании данной группы элементов среди морских и континентальных пород привели к понятиям «KREEP-обогащенный» (или просто KREEP) и «KREEP-обедненный». На русском языке соответствующего термина пока нет. В KREEP-обогащенных базальтах наблюдается резко уменьшенное содержание европия и стронция по сравнению с другими элементами, относительное обогащение которых порядка 10^2 . Это связано с различием окислительно-восстановительных условий в лунных и земных базальтах. В целом обогащение литофильными элементами большого ионного радиуса коррелируется с обогащением алюминием и обеднением железом. Отношение Fe/Al возрастает у KREEP-обедненных пород.

Наибольший интерес представляет вопрос о происхождении самых старых магматических пород: являются ли они продуктами дифференциации большой толщи Луны, метаморфизованными при ударах, или же они впервые возникли как продукты плавления при интенсивной кратерной бомбардировке. Степень концентрации в лунной коре литофильных элементов большого ионного

¹ Миграция свинца сказывается лишь на точности уран-свинцового метода определения возрастов лунных пород. Из-за обедненности Луны нерадио-генным свинцом почти весь свинец на Луне — радиогенного происхождения. Обнаружение его миграции по поверхности привело к тому, что предпочтительными методами радиоактивного датирования стали рубидий-стронциевый и калий-аргоновый методы.

Таблица 3

Химический состав (вес.%) анокритовых пород Луны из разных ее областей

Тип породы	SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	FeO	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	P ₂ O ₅	Cr ₂ O ₃
Лунные анокриты											
Аполлон-11	46,0	0,3	27,3	6,2	0,1	7,9	14,1	0,3	сл.	—	0,2
Аполлон-14	43,50	0,19	23,29	4,56	0,06	15,82	12,27	0,28	0,06	0,03	—
Аполлон-15	44,08	0,02	36,49	0,29	0,60	0,09	19,68	0,34	0,01	0,01	—
Аполлон-16	43,97	0,02	35,83	0,36	—	0,25	18,95	0,34	0,01	—	сл.
Аполлон-17	42,7	—	34,9	0,2	—	0,1	19,1	0,01	0,1	0,2	сл.
Луна-16	42,9	0,02	36,0	1,99	0,01	2,52	18,1	0,36	0,02	0,03	0,01
Луна-20	44,2	0,32	19,1	6,91	0,12	13,37	13,3	0,48	0,47	0,17	0,18
Земной анокрит	54,54	0,52	25,72	1,72	0,82	0,85	9,62	4,66	1,06	0,11	—

Примечание. Данные таблицы взяты из работы [17].

радиуса по сравнению с их концентрацией во всей Луне (если бы таковая была известна) дала бы ответ на этот вопрос. Лунная кора, сложенная анокритами (табл. 3), морскими базальтами и подстилающим их анокритовым габбро, имеет толщину около 65 км. На больших глубинах, судя по сейсмическим скоростям, залегают ультраосновные породы (см. ниже). По-видимому, существовала дифференциация глубин. Прежде всего это следует из высокой концентрации в поверхностных слоях урана и тория, которая немыслима для всей Луны, так как в этом случае Луна оказалась бы расплавленной. Менее резкую концентрацию показывают другие элементы, причем степень их концентрации в коре увеличивается как с величиной ионного радиуса, так и с валентностью. Чем больше по этим показателям данный элемент отличается от железа и магния, тем больше его концентрация в коре (см. табл. 4 и рис. 1.9; заимствованные нами из [13]).

Несмотря на описанные закономерности, химический состав поверхности лунных пород оказывается весьма неоднородным. Плавления в разных местах недр Луны должны были иметь локальные особенности, так как базальтовые лавы никак не могут быть продуктами единого магматического очага. Основные три типа магматических пород следующие: обогащенные железом и более темные по цвету морские базальты; KREEP-базальты, обогащенные также U, Th и Al, и анокриты, или породы, обогащенные плагиоклазом, — светлые породы континентов. Для них не одинаково обогащение U, Th и REE, но есть систематическая антикорреляция Al и Fe + Mg.

Сопоставление состава и возрастов основных типов изверженных пород приводит к выводу о неоднородности первичного хи-

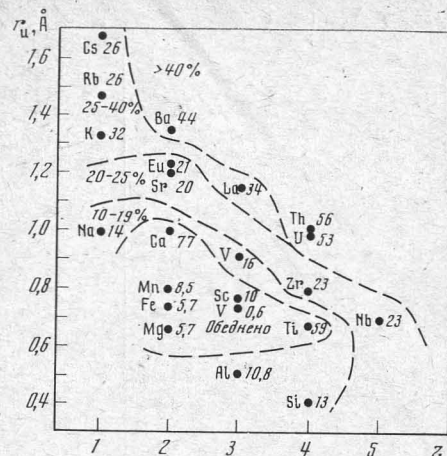
Таблица 4

Элементный состав Луны и континентальной коры (~10% от объема Луны)

Элемент	Содержание		% в коре по отношению ко всей Луне
	в Луне	в континентальной коре	
Si	15,0%	19,7%	13
Ti	0,70	0,41	5,9
Al	12,0	13,2	11
Fe	8,6	4,9	5,7
Mg	8,9	5,12	5,8
Ca	12,8	9,9	7,7
Na (ppm)	1770 ppm	2500 ppm	14,1
K	250	800	32
Cs	0,04	0,1	26
Rb	0,87	2,3	26
Ba	33	144	44
Sr	93	190	20
Eu	0,81	1,7	21
La	3,5	12	34
Y	24	32	13
Th	0,32	1,8	56
U	0,086	0,46	54
Zr	67	156	23
Nb	4,8	10,8	23
Sc	81	7,7	0,95
Mn	700	600	8,6
V	440	25	0,57
Cr	1100	750	8,8

мического состава Луны по глубине. Хондритовое вещество не могло бы быть основой, из которой выплавились все поверхностные породы Луны [17]. Гаст [15] принимает в качестве рабочей модели состава Луны некую двухслойную модель, верхние 150 км которой обогащены плагиоклазом и обеднены железом и магнием по сравнению с хондритами. Состав нижележащих толщ ближе всего подобен веществу базальтических хондритов, обогащенному тугоплавкими и обедненному летучими микроэлементами. В табл. 5, взятой из работы [15], приведен предполагаемый состав лунных недр для девяти наиболее обильных окислов.

Представление о начальной вертикальной неоднородности лунных глубин необходимо также для понимания хронологии лавовых излияний: вначале изливаются обогащенные алюминием и кальцием породы из верхнего «этажа», затем, позднее, морск

Рис. 1.9. Зависимость обогащения лунной коры различными элементами (в % по отношению ко всей Луне) от ионного радиуса $r_{и}$ и валентности z элемента

базальты, обогащенные железом и обедненные алюминием, из более глубоких слоев. Разумеется, такое предположение включает гипотезу о тепловой истории Луны, в которой температура

Таблица 5
Предполагаемый состав (вес.%) лунных недр

Окислы	Нижняя мантия Луны	Верхний слой 150 км	Базальтический ахондрит* (Фрэнкфорд, Говардит)
SiO ₂	49,1	48	49,48
TiO ₂	0,45	0,8	0,46
Al ₂ O ₃	6,0	16	5,10
FeO	18	9	17,39
Cr ₂ O ₃	0,5	—	1,34
MgO	19,6	14	20,5
CaO	5,3	12	4,02
Na ₂ O	0,1	—	0,17
MnO	0,5	0,4	0,5

* Метеорит.

плавления вначале достигалась на меньшей глубине, а затем — на большей. К этому вопросу мы еще вернемся в конце первой главы.

§ 3. Возрасты лунных пород

Наиболее достоверным методом определения возрастов лунных пород считается рубидий-стронциевый метод, хотя для сопоставления применяются также калий-аргоновый и уран-свинцовый методы [21]. Рубидий относится к обедненным элементам в лунных породах. Радиогенный изотоп ⁸⁷Sr образуется путем β-распада из

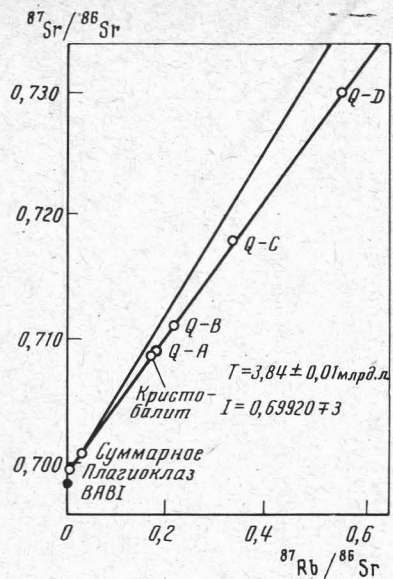
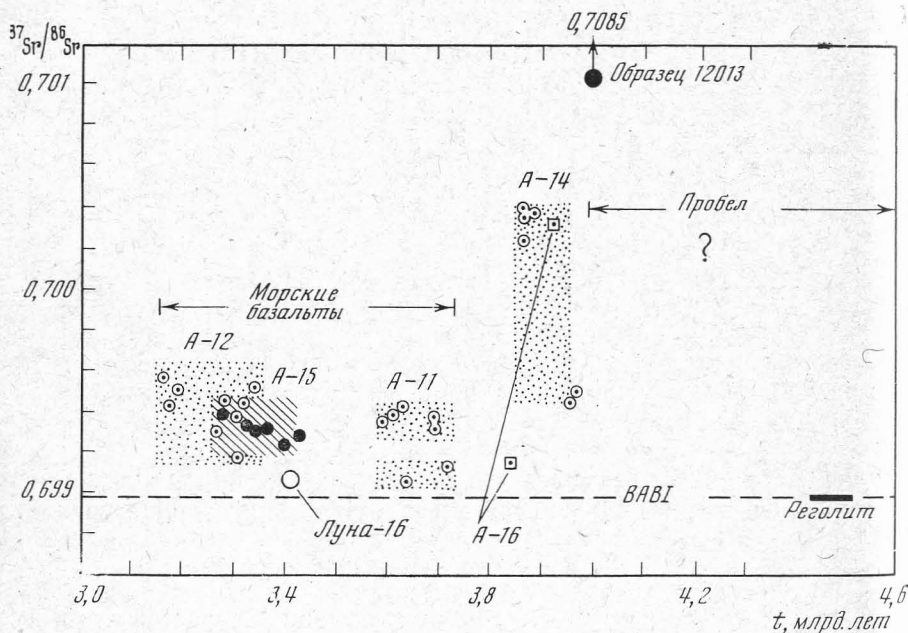


Рис. 1.10. Рубидий-стронциевая изохрона для образца лунной континентальной породы 68415, доставленной «Аполлоном-16»

Рис. 1.11. Сводная диаграмма возрастов лунных пород по рубидий-стронциевому методу



^{87}Rb с периодом полураспада $(4,7-5,0) \cdot 10^{10}$ лет, поэтому со временем растет отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$, где ^{86}Sr — нерадиоактивный изотоп. Скорость, с которой растет это отношение, пропорциональна отношению $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$. Самое низкое значение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$, известное для объектов Солнечной системы, принадлежит метеориту-ахондриту Angra dos Reis и равно $0,69884 \pm 0,00004$. Можно сделать предположение, что в допланетном облаке это отношение доходило по крайней мере до столь же низких значений. Для других ахондритов отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ немного больше. Увеличение его на 0,001 соответствует разнице в возрасте 10^8 лет (при типичном для хондритов отношении $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr} = 0,75$). Возраст породы t вычисляется по формуле

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{(^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}) - (^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr})_0}{^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}} + 1 \right], \quad (1.2)$$

где λ — константа полураспада.

При определении возрастов лунных пород измерялись все три изотопных отношения для нескольких минеральных фаз, входящих в образец, а также для некоей обогащенной рубидием и стронцием «квинтэссенции», изготовленной из всего образца, что позволяло построить по точкам прямую на графике с осями $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$ и $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$. Ее наклон характеризует возраст образца. При этом для каждого образца получено свое начальное значение $I = (^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr})_0$, которое варьируется от образца к образцу. Оно выше, чем наименьшее из известных отношений для базальтических ахондритов, которое фигурирует в определениях под названием ВАСВІ (Basaltic achondrites best initial). Если отношение изотопов можно измерить только в среднем для образца (например, для лунной пыли), то тогда, проводя прямую через найденную точку и через ВАСВІ, получают «модельный возраст» породы, который в индивидуальных случаях не имеет точной физической интерпретации. Средний групповой «модельный возраст» для большого числа образцов может при некоторых допущениях интерпретироваться как возраст Луны. Пример изохроны, построенной по рубидий-стронциевому методу для образца 68415, приведен на рис. 1.10 по данным [22]. Авторы этой работы смогли измерить возраст базальтического фрагмента из Моря Изобилия, доставленного «Луной-16», весом всего 62 мг [23]. Сводная диаграмма возрастов и начальных отношений ($^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$), согласно Папанастасиу и Вассербургу, приведена на рис. 1.11. В ее основе — целый ряд тщательных опытов, опубликованных в 1970—1972 гг. в журнале «Earth and Planetary Science Letters», ссылки можно найти в [24]. Сопоставление этих результатов с данными других авторов показывает хорошее согласие: разница в возрастах пород не превышает 10^8 лет.

Итог всех многочисленных опытов по определению возрастов изверженных пород на Луне таков, что почти нигде не найдено

образцов старше $4,0 \cdot 10^9$ лет и моложе $3,1 \cdot 10^9$ лет. Определение возраста образцов «Луны-20» из континентального района между Морем Кризисов и Морем Изобилия дало возраст $3,95 \cdot 10^9$ лет [24]. Этот результат оказался неожиданным: предполагали, что на континентах можно найти породы столь же старые, как сама Луна, т. е. с возрастом около $4,5 \cdot 10^9$ лет, потому что широко распространено мнение о выплывании континентальной коры практически одновременно с аккумуляцией Луны за счет выделения гравитационной энергии. В то же время ожидали найти следы вулканизма моложе, чем $3,0 \cdot 10^9$ лет. Как известно, возраст так называемых «оранжевых» стекол из места посадки «Аполлона-17» оказался $3,7 \cdot 10^9$ лет, хотя по морфологическим признакам их можно было принять за более молодые образования [12]. Между $4,0 \cdot 10^9$ и $(4,5-4,6) \cdot 10^9$ лет имеется пробел в шкале возрастов, который ничем не заполнен. Это — свидетельство о крупных катастрофах в истории лунной поверхности — образования морских впадин при ударах крупных тел, пришедших с геоцентрических орбит. Образование самой крупной из них — впадины Моря Дождей — датируется возрастом $(3,85-3,95) \cdot 10^9$ лет по возрасту брекчий из района кратера Фра Мауро, места посадки «Аполлона-14». Все ударные (круглые) моря по морфологическим признакам образовались раньше, чем Море Дождей. Исключение составляет Море Восточное, которое появилось позднее. Образование всех ударных морей, по-видимому, заняло сравнительно короткий интервал времени — всего около 10^8 лет, завершивший интенсивную кратерную бомбардировку, следы которой видны на континентах [2]. Плавление пород в очагах крупных ударов и их химическая дифференциация изменили характер размещения радиогенных изотопов и продуктов их распада в породах. Разбрасывание вещества из воронок практически по всей поверхности Луны привело к тому, что для собранных образцов «радиоактивные часы» отсчитывают время не от эпохи аккумуляции Луны или от эпохи излияния на поверхность континентальной коры, а от эпохи крупных катаклизмов, т. е. событий, происходивших $(3,9-4,0) \cdot 10^9$ лет назад.

В то же время «модельные» возрасты для многочисленных образцов реголита, полученные для начального отношения $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$, равного ВАВ1, группируются в интервале между $4,4$ и $4,6 \cdot 10^9$ лет с центром около $4,5 \cdot 10^9$ лет (см. рис. 1.14). Возможно, время около $4,5 \cdot 10^9$ лет назад следует считать моментом аккумуляции Луны, когда сложились первоначальные обилия изотопов.

Независимым подтверждением того, что возраст Луны составляет около $4,5 \cdot 10^9$ лет, служат, например, определения возраста образца 68415 и других уран-свинцовым методом. Изохрона для этого образца, как и для других кристаллических образцов, найденных в районе Фра Мауро, показывает, что возраст исходных конгломератов равен $(4,47 \pm 0,02) \cdot 10^9$ лет, а время их рекристаллизации — около $3,95 \cdot 10^9$ лет назад [24].

Вывод Вассербурга о том, что время аккумуляции Луны ($4,5 \cdot 10^9$ лет назад) не совпадает со временем образования метеоритов и Земли ($4,6 \cdot 10^9$ лет назад), нам представляется исключительно важным. Из динамического рассмотрения (см. гл. 4, 5) следует, что разница возрастов Земли и Луны составляет $\sim 10^8$ лет. Поскольку в разных моделях образования Луны эта разница возрастов принимается различной, то оценка возраста Луны с помощью радиоактивного датирования образцов имеет первостепенное значение для выбора правильной модели.

§ 4. Геофизика Луны

Фигура Луны. Контур видимого диска Луны лучше всего аппроксимируется окружностью, на которую накладываются неровности рельефа. Оптическое сжатие видимого диска у полюсов не превосходит $1 : 1200-1 : 1300$. Вытянутость Луны по направлению к Земле еще меньше, поэтому референц-поверхностью, аппроксимирующей видимую фигуру Луны, служит сфера; ее радиус составляет 1738 км. Динамическая фигура Луны отличается от гидростатически уравновешенной, ее поверхность не является уровенной. В случае гидростатического равновесия и при существующем равенстве периодов вращения и обращения было бы справедливо равенство

$$\frac{C-A}{B-A} = \frac{4}{3}, \quad (1.3)$$

где A, B, C — главные моменты инерции Луны [25], причем на современном расстоянии Луны от Земли значение $(C-A)/C$ должно было бы равняться $0,0000375$. Однако уже давно было известно, что фактическое значение $(C-A)/C$ в 17 раз больше, а значение $(B-A)/C$ в 5–6 раз больше равновесного. Негидростатичность фигуры Луны связана с неоднородностью и свидетельствует о наличии касательных напряжений в мантии Луны. Сплюснутость динамической фигуры может объясняться различием толщины твердой оболочки Луны у полюсов, где она больше, и у экватора [26, 27]. При этом в глобальном масштабе Луна изостатически скомпенсирована. Однако в полной мере особенности фигуры Луны еще не нашли физического истолкования.

Из наблюдений за орбитами окололунных спутников получены коэффициенты разложения гравитационного поля Луны по сферическим гармоникам. В так называемой модели $L1$ первые пять коэффициентов составляют:

$$\begin{aligned} J_{20} &= 2,07108 \cdot 10^{-4}, & C_{31} &= 0,34 \cdot 10^{-4}, \\ J_{30} &= 0,21 \cdot 10^{-4}, & C_{33} &= 0,02583 \cdot 10^{-4}, \\ C_{22} &= 0,20716 \cdot 10^{-4}, \end{aligned}$$

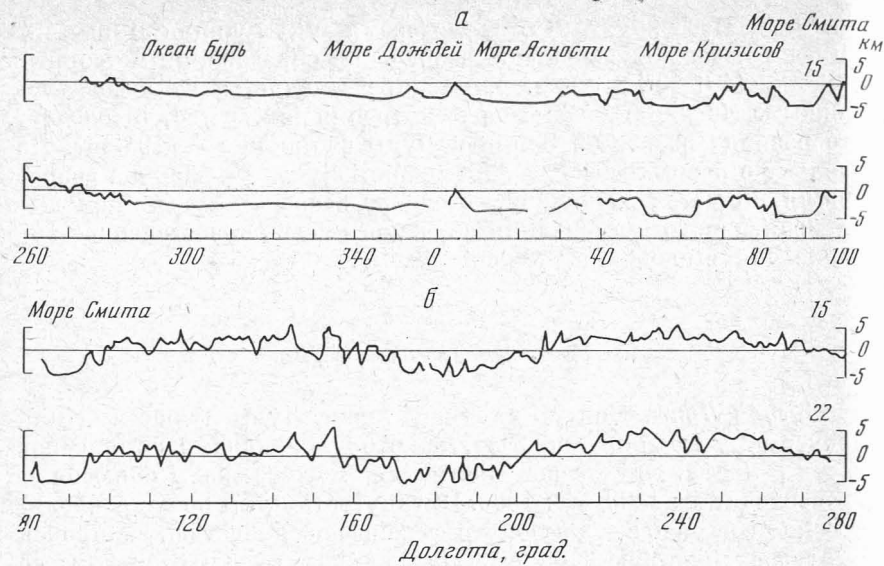
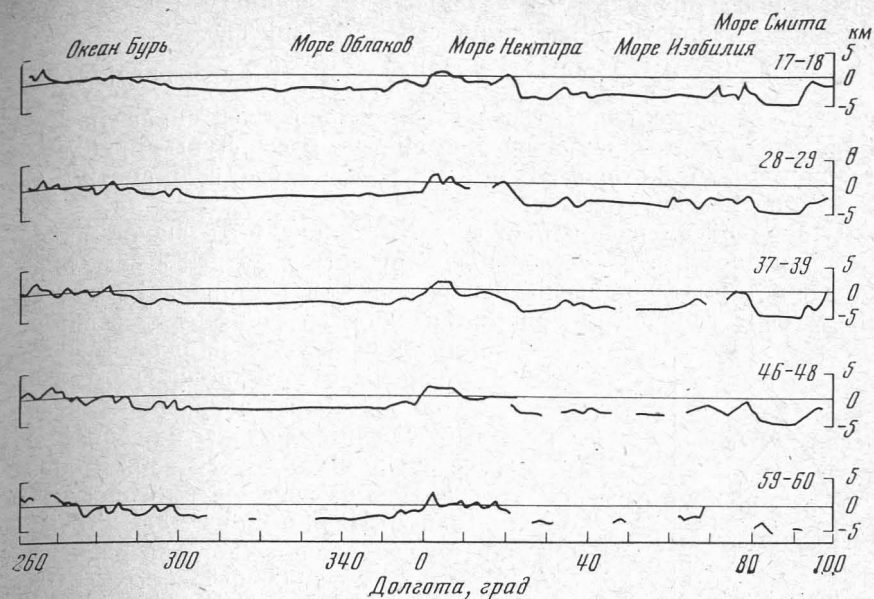


Рис. 1.12. Профиль рельефа Луны, полученный лазерным альтиметром «Аполлона-15»

а, б — видимая и обратная стороны Луны соответственно. Цифры над профилями обозначают номер витка

Однако эта модель не учитывает всех особенностей поля Луны, в частности наличия масконов, которые представляют обширные локальные положительные гравитационные аномалии, приуроченные к круглым (ударным) морям [28]. Природа масконов и их возможное происхождение обсуждаются в работах [29—32]. Суммарная избыточная масса, создающая масконы, составляет, вероятно, $1,5 \cdot 10^{21}$ г, т. е. около $2 \cdot 10^{-5}$ масс Луны. Для сравнения отметим, что масса тел, образовавших ударные моря, оценивается на порядок выше [2].

Наиболее разительной особенностью фигуры Луны, открытой в последнее время, является смещение в сторону Земли приблизительно на 3 км центра масс Луны относительно центра видимой референц-сферы. Это смещение было заподозрено еще при полетах космических аппаратов «Ranger», затем неоднократно подтверждалось другими данными. Весьма наглядным свидетельством смещения центра масс являются результаты лазерной альтиметрии, проведенной с космических кораблей «Аполлон-15 и -16» [33], с точностью ± 10 м, которые мы приведем ниже. Многократно увеличенный по вертикали профиль лунного рельефа, измеренный по отношению к центру масс Луны, представлен на рис. 1.12 и 1.13, где заметно систематическое понижение рельефа относительно видимой референц-сферы радиусом 1738 км на обращенной к Земле стороне Луны и повышение — на обратной стороне.



б

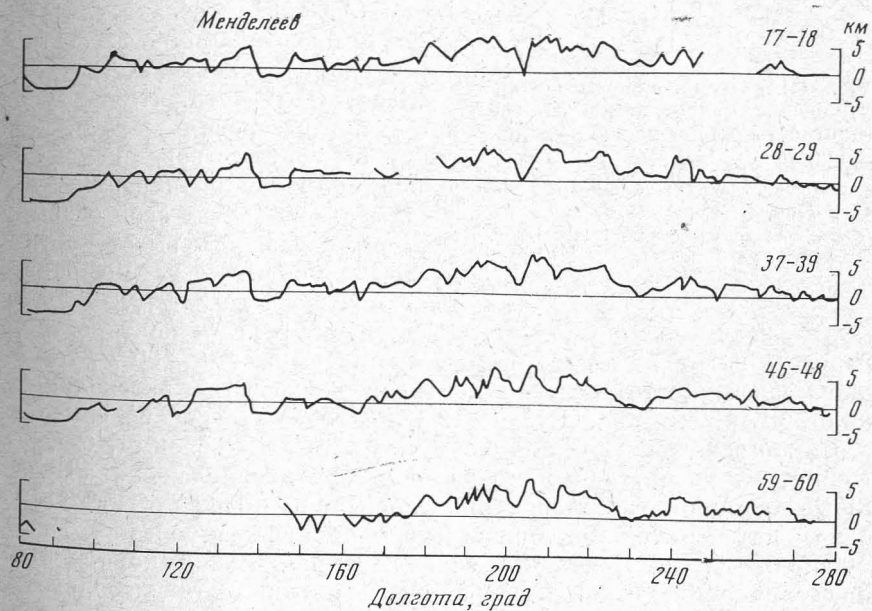


Рис. 1.13. Профиль рельефа Луны по данным «Аполлона-16»
Обозначения те же, что на рис. 1.12

Сглаженный профиль альтиметрии по отношению к референц-окружности удовлетворительно описывается формулой

$$h = +0,1 - 2,9 \cos(\lambda - 25^\circ) + 1,2 \cos 2(\lambda - 50^\circ), \quad (1.4)$$

где h — относительная высота в км. Второй член справа в этой формуле соответствует смещению центра масс Луны приблизительно на 3 км в сторону Земли и на 1 км влево, если смотреть с Земли на небесную сферу.

Причиной смещения центра масс должна быть значительная неоднородность в распределении плотности в недрах Луны. Массконы, которые дают сдвиг центра тяжести в сторону Земли, не могут быть главной причиной, так как вызываемый ими сдвиг не превышает 40 м. Можно предположить, что толщина континентальной коры, сложенной из более легких пород, на обратной стороне Луны на 20—30 км больше, чем на видимой (см. рис. 1.14, заимствованный из [33]). Такое предположение не противоречит отсутствию положительных гравитационных аномалий над континентами, которые в среднем возвышаются над уровнем морей на 4 км. Последнее и означает, что в крупном масштабе Луна изостатически скомпенсирована.

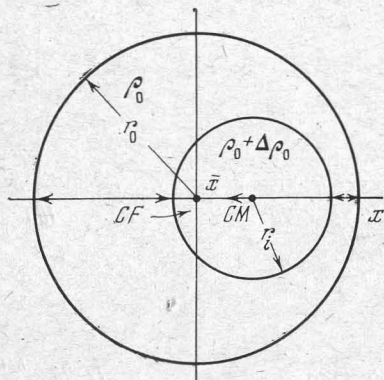


Рис. 1.14. Схема, показывающая утолщение более легкой коры (плотность ρ_0) на невидимом полушарии

x — направление на Землю;
 CM — центр масс;
 CF — центр видимой фигуры

морей значительно более сглажен, чем рельеф континентов, разность высот на морях обычно не превышает ± 150 м, тогда как «изрезанность» рельефа континентов достигает нескольких километров (см. рис. 1.12 и 1.13). Происхождение более толстой коры на обратной стороне Луны остается неясным. Совершенно не убедительным представляется предположение Вуда [34] о насыщенном характере утолщенной коры в связи с гипотезой более интенсивной метеоритной бомбардировки переднего полушария Луны. Ясно, что если континентальная кора — это продукт геохимической дифференциации мантии Луны, то большая разность в ее толщине на разных полушариях говорит либо о сферически-несимметричном распределении «родительского» вещества коры в Луне, либо о сферически-несимметричном распре-

деления температуры в недрах, повлиявшем на ход дифференциации. В обоих случаях получается сильная неоднородность строения и состава Луны.

Вопрос о наличии или отсутствии в Луне центрального плотного (железного) ядра может быть решен с помощью данных о моменте инерции Луны. До недавнего времени некоторые определения приводили к величине безразмерного момента инерции, т. е. $I = C/M(r_C^2)$, большей, чем 0,4, которая свойственна шару с однородной плотностью. Поэтому строились модели Луны с инверсией плотности. По последним данным [35], $I = 0,395 \pm 0,005$. Это означает, что нет необходимости искать инверсию плотности в недрах Луны. Современная величина момента инерции Луны позволяет допустить лишь очень малое по массе железное ядро — не более 1% всей массы Луны [36].

То жидкое или полурасплавленное ядро, которое есть в Луне, судя по сейсмическим данным (см. ниже), и имеет радиус около половины радиуса Луны, не может быть железным, если верно значение I , приведенное выше. Такое ядро может состоять лишь из расплава силикатных пород.

Сейсмичность Луны. В настоящее время получено несколько тысяч записей лунотрясений. Одна часть из них обусловлена глубинными сейсмическими толчками, другая — падением на Луну метеоритов. Энергия собственных лунотрясений очень мала: она составляет лишь 10^{-9} от энергии землетрясений за один и тот же промежуток времени. Не зарегистрировано ни одного крупного лунотрясения. Между тем если бы Луна разогревалась за счет распада радиоактивных элементов от первоначального холодного состояния до температуры плавления большей части ее недр, а затем ее внешние части остыли, то термоупругие напряжения накопили бы в ней упругую энергию, способную вызвать сейсмичность на несколько порядков выше наблюдаемой [37]. Слабая сейсмичность современной Луны согласуется с ее слабой тектоникой. Сейсмометры, установленные на Луне в местах посадки КК «Аполлон-12, -14, -15, -16», весьма чувствительны. Они регистрируют поверхностные микролунотрясения, возможно, связанные с термоупругими напряжениями в реголите, возникающими при восходах и заходах Солнца. Кроме того, регистрируются лунотрясения, приуроченные к приливным циклам Луны с периодами 13,6; 27,2 суток и солнечным приливам с периодом семь месяцев, хотя физическая связь лунотрясений с приливами еще неясна. Самые первые лунные сейсмограммы были получены при падениях на Луну отработанных ступеней ракет. Их особенностью была большая длительность дрожания почвы, доходившая до нескольких часов (рис. 1.15). Это связано с малым затуханием и в то же время сильным рассеянием сейсмических волн в верхнем слое, который лишен воды и других летучих элементов. Активные сейсмические эксперименты на поверхности показали, что скорости сейсмических волн в верхнем 100-

метровом слое составляют всего 100—300 м/сек, тогда как на глубине 5 км они достигают уже 4 км/сек. Если бы лунные породы всюду были столь же раздроблены, как и на поверхности, и лишь сдавлены весом вышележащих слоев, то столь большое нарастание сейсмических скоростей было бы невозможно [38].

Запись сейсмограмм при падениях ступеней ракет в фиксированных точках поверхности позволила составить сейсмический разрез Луны, на котором показано изменение скоростей сейсмических волн с глубиной [39] (рис. 1.16). Наличие глубокофокусных лунотрясений на глубинах между 500 и 800 км свидетельствует о том, что оболочка Луны не расплавлена по крайней мере до этих глубин. По-видимому, на больших глубинах

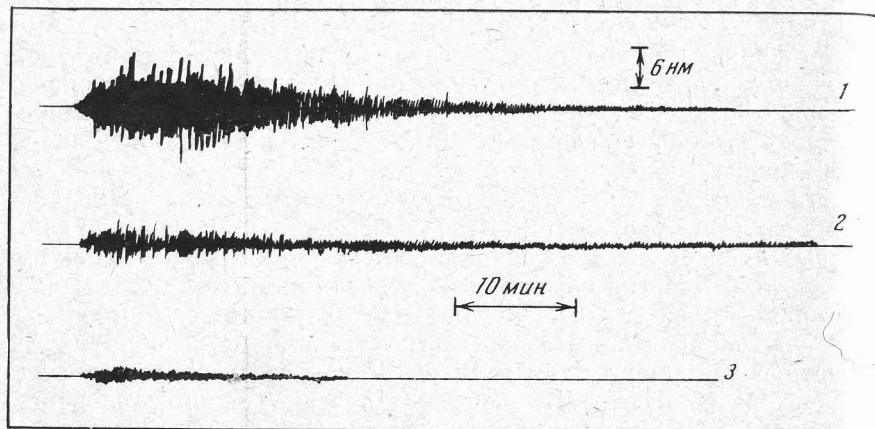


Рис. 1.15. Сейсмограммы лунотрясений

1 — лунотрясение, вызванное падением лунного модуля; 2, 3 — естественные лунотрясения соответственно 10 и 16 декабря 1969 г.

ядро Луны является полурасплавленным. Вероятно, температура в центре Луны близка к температуре солидуса, которая в настоящее время оценивается в 1450—1460° С.

Анализ падений метеоритов показал, что в интервале масс 10^2 — 10^6 г поток метеоритного вещества можно представить в виде зависимости

$$\lg N = -1,62 - 1,16 \lg m, \quad (1.5)$$

где N — интегральное число тел с массами больше, чем m , в г, которые ударяют 1 км² лунной поверхности в год. Этот поток на один — три порядка ниже, чем ожидавшийся на основании подсчетов падений метеоритов на Землю.

Более подробный обзор сейсмических явлений и их интерпретация содержатся в [40]. Схема современного строения Луны по сейсмическим данным [41] приведена на рис. 1.17.

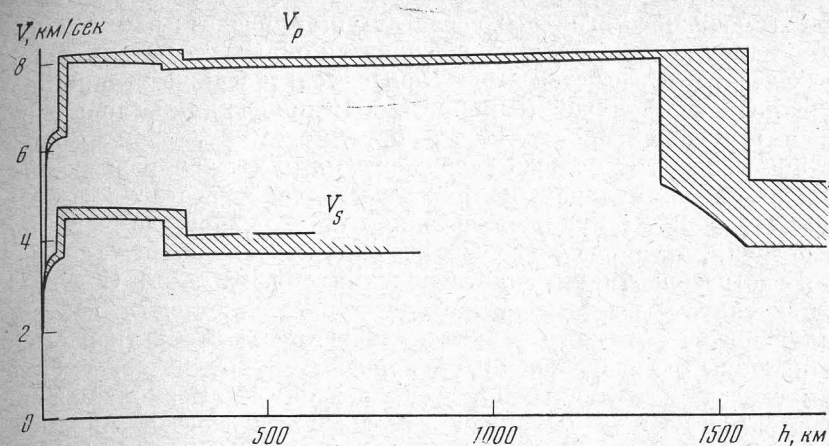


Рис. 1.16. Изменение продольных V_p и поперечных V_s сейсмических волн с глубиной h

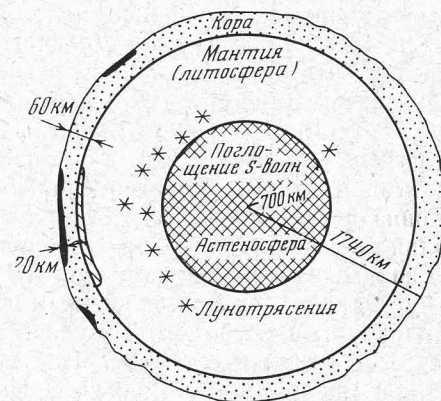


Рис. 1.17. Схематическая диаграмма строения Луны согласно данным лунной сейсмологии

Электромагнитные свойства Луны. Измерения с окололунных спутников, а также с помощью магнитометров на поверхности Луны показали, что электропроводность Луны низка. Она составляет 10^{-7} ом⁻¹.м⁻¹ у поверхности и растет до 10^{-2} на глубинах 600—800 км [42]. Попытки оценить температуру недр Луны по этим данным, используя аналогии с электропроводностью земных пород, приводили к сравнительно низким значениям температуры недр: не выше 1000—1200° С. Такие оценки плохо согласуются с данными о тепловом потоке Луны, а также с высоким содержанием в Луне радиоактивных элементов (см. ниже). В настоящее время получены данные о том, что зависимость электропроводности от температуры для лунных пород может отличаться от земных аналогов вследствие различий в содержании в них трехвалентного железа [43]. В целом электропроводность Луны оказалась в 100 раз ниже, чем внутри Земли [42].

Рассмотрение магнитных свойств Луны приводит к заключению, что в наружных 300—400 км содержится около 2% металлического железа, что вещество этого слоя находится ниже точки Кюри и намагничено случайным образом. Напряженность локальных магнитных полей, по-видимому, коррелирует с обилием брекчий, которые содержат больше свободного металла, чем изверженные породы. Максимальная напряженность поля составляет более 300γ ($1 \gamma = 10^{-5} \text{ гс}$) на месте посадки «Аполлона-16», где очень много брекчий, и лишь 4γ на месте посадки «Аполлона-15», где большая часть поверхности залита морскими базальтами. Спутниковые магнитометры отмечают сходные различия между видимым полушарием, где много залитых лавой морей, и обратной стороной, покрытой раздробленными породами. Причина современной намагниченности лунных пород еще не ясна [44]. Возможно, в прошлом существовал механизм самовозбуждающегося динамо в жидком электропроводящем железном ядре Луны. В настоящее время дипольное магнитное поле у Луны не обнаружено [12].

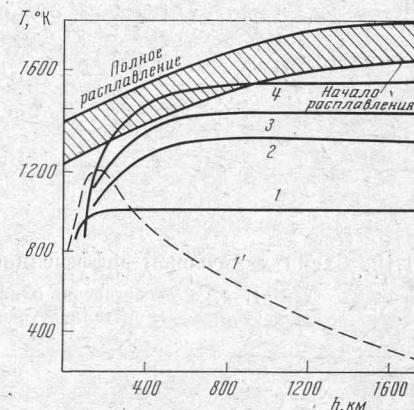
Тепловой поток из недр Луны. Непосредственно на Луне удалось пока что измерить тепловой поток в двух пунктах: в долине Хэдли на окраине Моря Дождей («Аполлон-15») и в горной области Таурус-Литтров, примыкающей к Моря Ясности. Генетически оба района сходны в том, что они находятся на границах масконов и континентальных областей, причем на ударных морях, с которыми связаны масконы, содержание радиоактивных элементов несколько повышено по сравнению со средним уровнем. Температурные зонды, заглубленные в лунный грунт на 1,5—2,5 м, где уже не чувствуются суточные колебания температуры, показали рост температуры с глубиной. Тепловой поток составил в обоих пунктах $28\text{--}30 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \approx 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см}^2$ [45, 12]. Эти значения совпали с величиной теплового потока, определенной В. С. Троицким и его сотрудниками десятью годами ранее с помощью радиоастрономических исследований на разных длинах волн [46]. Правда, аппарат Троицкого давала средний поток для всего видимого диска Луны. В обоих случаях независимыми методами получен тепловой поток, который значительно превышает поток для хондритовой модели Луны.

Термическая история Луны. В настоящее время еще трудно подобрать термическую историю Луны, которая бы учитывала все наблюдаемые особенности ее строения и химического состава, в частности ее крупномасштабные неоднородности. До сих пор было принято рассматривать сферически-симметричные модели Луны со сферически-симметричным распределением температур. Выбор наилучшей термической истории может означать лишь выбор одной из таких схем разогревания и остывания Луны, которая давала бы правильный интервал возрастов для выплавления морских базальтов, возраст выплавления континентальной коры в пределах «пробела Вассербурга» (см. рис. 1.14), правильную величину современного теплового потока и толщину твердой

оболочки по меньшей мере 600—800 км. Такая тепловая история возможна лишь при определенных значениях содержания радиоактивных элементов в Луне и при некоторых ограничениях начальной температуры Луны. Пример тепловой истории, грубо удовлетворяющей названным требованиям, приведен на рис. 1.18, составленном по расчетам С. В. Маевой [47]. Температура плавления вещества Луны взята по данным [48]. «Поэтажное» выплавление сначала континентальной коры, а затем морских базальтов возможно, если начальная температура Луны $T(t_0)$ ($t_0 = 4,5 \cdot 10^9$ лет назад) имеет распределение типа «стола» (кривая 1) или убывающей к центру кривой 1', характерной для быстрой аккумуляции со временем $< 10^3$ лет, при этом более глубокие слои плавят-

Рис. 1.18. Схема разогревания сферически-симметричной Луны с началом плавления оболочки около 4,2 млрд. лет тому назад

- 1, 1' — различные типы кривой распределения начальной температуры Луны;
2—4 — распределение температуры Луны в различные моменты времени (0,2; 0,3; 0,4 млрд. лет соответственно)



ся позднее. Среднее содержание радиоактивных элементов в Луне в данном варианте следующее: $U = 7,7 \cdot 10^{-8} \text{ г/г}$, $\text{Th}/U = 4$, $\text{K}/U = 2600$. Для того чтобы выплавление коры континентов произошло не позднее $(0,3\text{--}0,4) \cdot 10^9$ лет, а выплавление морских базальтов — не позднее $(0,7\text{--}0,8) \cdot 10^9$ лет от момента аккумуляции Луны, необходима «начальная» температура Луны около 1000°K . Возможность получения такой температуры обсуждается нами в пятой главе. Данная схема может быть согласована со схемами Мак Коннелла и Гаста [49] (рис. 1.19) и Токсоца и Джонстона [41] (рис. 1.20), если только не предполагать расплавления верхнего слоя Луны в самый начальный момент (отмечено на рис. 1.19 звездочкой).

Разумеется, обе схемы дают лишь усредненную по сфере модель термической эволюции, не учитывающую широтных неоднородностей. Вопрос об истинной тепловой и химической эволюции Луны требует дальнейшего исследования.

Следует отметить, что из всех вариантов термической эволюции Луны, рассмотренных в годы до ее прямого освоения, наиболее близок к современным требованиям вариант О. И. Орнатской и Я. И. Альбера, рассчитанный в 1965 г. с учетом данных

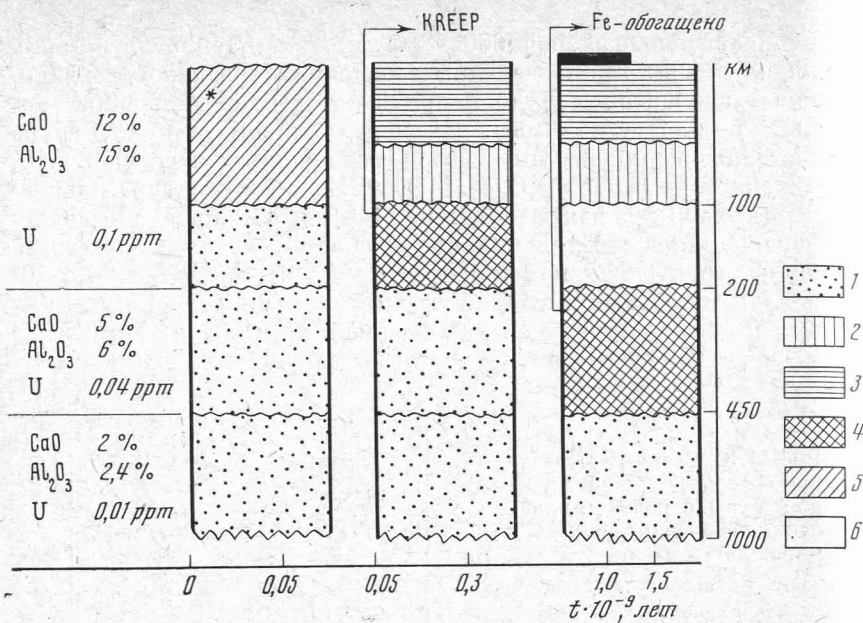


Рис. 1.19. Схема химической дифференциации Луны

Вещество: 1 — твердое; 2, 3 — обогащено оливином и плагиоклазом соответственно; 4 — частично расплавлено; 5 — кристаллизующаяся жидкость; 6 — твердый остаток

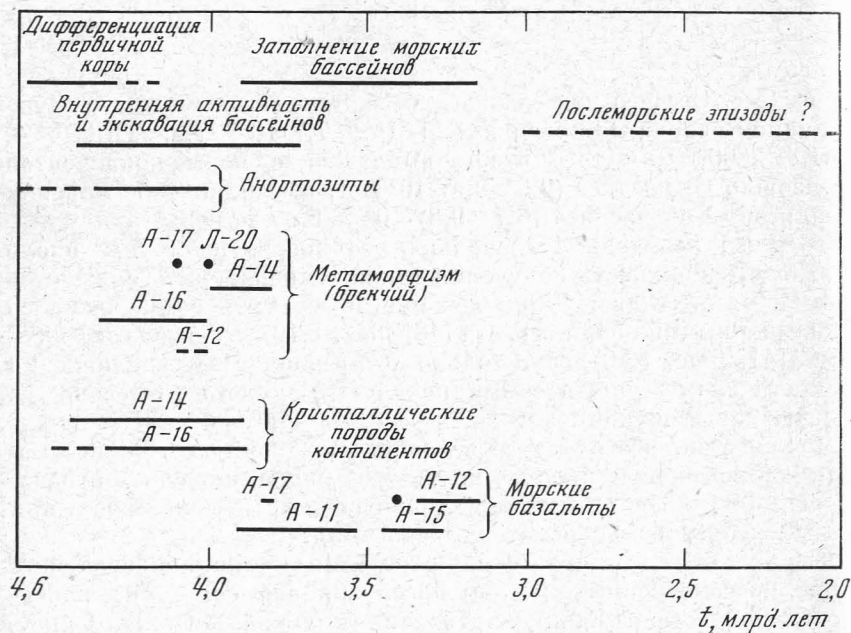


Рис. 1.20. Последовательность событий на Луне

В. С. Троицкого и В. Д. Кротикова [46] о тепловом потоке Луны. Время максимального расплавления здесь получилось менее $1 \cdot 10^9$ лет от нулевого момента, концентрация $U = 7,75 \cdot 10^{-8}$ г/г при $Th/U = 4$; современная толщина твердой коры 600—700 км; современный тепловой поток равен $(0,8-0,9) \cdot 10^{-6}$ кал/см²·сек⁻¹ [50].

ЛИТЕРАТУРА

1. W. K. Hartmann. Lunar crater counts, II. Comm. LPL N 81, 39—41, 1967.
2. Дж. П. Койнер. Исследование Луны.— В кн.: Экспериментальное исследование околоземного космического пространства. М., ИЛ, 1964.
3. R. B. Baldwin. The face of the Moon. Univ. Chicago Press, 1949.
4. E. J. Öpik. The Moon's surface.— Annual. Rev. Astron. and Astrophys., 1969, 7, 473.
5. R. Ganapathy, Reid R. Keays, J. C. Laul, Edward Anders. Trace elements in «Apollo-11» lunar rocks: implications for meteorite influx and origin of the Moon.— Proc. «Apollo-11» Lunar Sci. Conf., v. 2, p. 1117—1142, 1970.
6. P. A. Baedeker, C.-L. Chou, E. B. Grudewicz, J. T. Wasson. Volatile and siderophilic trace elements in «Apollo-15» samples: geochemical implications and characterization of the long-lived and short-lived extralunar materials.— Proc. Fourth Lunar Sci. Conf., Houston, 1973.
7. W. K. Hartmann. Paleocratering of the Moon. Review of post-Apollo data.— Astrophys. and Space Sci., 1972, 17, 48.
8. G. J. Wasserburg, D. A. Papanastassiou. Age of an «Apollo-15» mare basalt; lunar crust and mantle evolution.— Earth and Planet. Sci. Letters, 1971, 13, № 1, 97.
9. L. Husain, O. Schaeffer, J. Sutter. Age of a lunar anorthosite.— Science, 1972, 175, 428.
10. L. Silver. U—Th—Pb abundances and isotopic characteristics in some «Apollo-14» rocks and soils and an «Apollo-15» soil.— Proc. Third Lunar Sci. Conf., Houston, 1972, Abstr., p. 620.
11. J. A. Wood, J. S. Dickey, Jr. U. B. Marvin, B. N. Powell. The lunar anorthosites.— Science, 1970, 167, 602.
12. Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати).
13. S. R. Taylor. Chemical evidence for lunar melting and differentiation.— Nature, 1973, 245, 203.
14. H. C. Urey. The origin of the Moon.— In: Physics and astronomy of the Moon. Zd. Kopal (Ed.). N. Y., Acad. Press, 1962.
15. P. W. Gast. The chemical composition and structure of the Moon.— Moon, 1972, 5, 121.
16. А. П. Виноградов. Грунт лунных гор. «Правда», 4 мая 1972 г., стр. 3.
17. А. П. Виноградов. Дифференциация вещества Луны.— В кн.: Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати).
18. Earth a. Plan. Sci. Lett., 1970, N 2.
19. J. A. O'Keefe. Origin of the Moon.— J. Geophys. Res., 1969, 74, 2758.
20. L. T. Silver. Lead volatilization and volatile transfer processes on the Moon.— Proc. Third Lunar Sci. Conf., Houston, 1972, Abstr., p. 617.
21. G. W. Wetherill. Of time and the Moon.— Science, 1971, 173, 383.
22. D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg. The Rb-Sr age of a crystalline rock from «Apollo-16».— Earth and Planet. Sci. Letters, 1972, 16, 289.
23. D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg. Rb-Sr age of a «Luna-16» basalt and the model age of lunar soils.— Earth and Planet. Sci. Letters, 1972, 13, N 2, 368.
24. Fouad Tera, D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg. A lunar cataclysm at N 3. 95 AE and the structure of the lunar crust.—

ПРИЛИВНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ
СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ—ЛУНА

- Proc. Fourth Lunar Sci. Conf., Houston, 1973.
25. Г. Джеффрис. Земля. М., ИЛ, 1960.
 26. Б. Ю. Левин. О причине неравновесности фигуры Луны. *Астроном. циркуляр*, 1964, № 285, 2; *Nature*, 1964, 202, 1201.
 27. V. S. Safronov. On the figure of the Moon.— *Icarus*, 1967, 7, 275.
 28. W. M. Kaula, G. Schubert, R. E. Lingenfelter, W. L. Sjogren, W. L. Wollenhaupt. Analysis and interpretation of lunar laser altimetry.— *Geochim. et cosmochim. acta. Suppl.*, 1972, 3, 2489.
 29. P. M. Muller, W. L. Sjogren, Mascos. Lunar mass concentrations. *Science*, 1968, 161, 680.
 30. W. M. Kaula. Interpretation of lunar mass concentrations.— *Phys. Earth. Planet. Interiors*, 1969, 2, 123.
 31. В. С. Сафронов. Лунные масконы и изостазия.— *Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1971, № 2, 3.
 32. В. Н. Жарков, А. П. Трубицын. Лунные масконы.— В кн.: *Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати)*.
 33. W. M. Kaula, G. Schubert, R. E. Lingenfelter, W. L. Sjogren, W. L. Wollenhaupt. Lunar topography from «Apollo-15 and-16» laser altimetry.— *Geochim. et cosmochim. acta, Suppl.*, 1973, 4, 2811.
 34. J. A. Wood. Asymmetry of the Moon.— *Proc. Fourth Lunar Sci. Conf. Houston*, 1973, Abstr.
 35. W. M. Kaula, G. Schubert, R. E. Lingenfelter, W. L. Sjogren, W. R. Wollenhaupt. Apollo laser altimetry and inferences as to lunar structure.— *Proc. Fifth Lunar Sci. Conf.— Geochim. et cosmochim. acta, Suppl.*, 1974, 5, 3.
 36. Б. Ю. Левин. О внутреннем строении Луны.— *Доклад, представленный КОСПАР в Токио*, 1968.
 37. G. J. F. Mac Donald. Stress history of the Moon.— *Planet. Space Sci.*, 1960, 2, 249.
 38. R. L. Kovach, J. S. Watkins, A. Nur, P. Talwani. The properties of the shallow lunar crust: an overview from «Apollo-14, -16 and-17».— *Proc. Fourth Lunar Sci. Conf. Houston*, 1973, Abstr.
 39. Г. Лэтэм, И. Накамура, Д. Ламлейн, Дж. Дорман, Ф. Дуннебиер. Лунотрясения, метеориты, строение и состояние лунных недр.— В кн.: *Космохимия Луны и планет. М., Наука*, 1975 (в печати).
 40. И. Н. Галкин. Строение и сейсмичность Луны.— *Геол. и геофиз.*, 1974, № 11.
 41. M. N. Toksoz, D. H. Johnston. The evolution of the Moon.— *Icarus*, 1974, 21, 389.
 42. Ш. Ш. Долгинов, Е. Г. Ерошенко, Л. Н. Жугзов, В. А. Шарова, Г. А. Внучков, Б. А. Окулесский, А. Т. Базилевский, Л. Л. Ваныан, И. В. Егоров, Э. Б. Файнберг. Магнетизм и электропроводность Луны по данным «Лунохода-2».— В кн.: *Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати)*.
 43. A. Duba, J. Ito, J. C. Jamieson. The effect of ferric iron on the electrical conductivity of olivine.— *Earth and Planet. Sci. Letters*, 1973, 18, 279.
 44. П. Дэйел, К. Паркин, В. Дейли. Лунная электропроводность, магнитная проницаемость и температура по данным магнитных экспериментов экспедиций «Аполлон».— В кн.: *Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати)*.
 45. M. G. Langseth, J. L. Chute, S. Keihm. Direct measurements of heat flow from the Moon.— *Proc. Fourth Lunar Sci. Houston*, 1973, Conf. Abstr.
 46. В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий. Обнаружение потока тепла из недр Луны.— *Астроном. ж.*, 1963, 40, 1076.
 47. Е. Л. Рускол. Происхождение Луны.— В кн.: *Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати)*.
 48. Cohen, J. Ito, G. Kennedy. Melting and phase relations in an anhydrous basalt to 40 kbar.— *Amer. J. Sci.*, 1967, 265, 475.
 49. R. K. McConnell, Jr., P. W. Gast. Lunar thermal history revisited.— *Moon*, 1972, 5, 41.
 50. О. И. Орнатская, Я. И. Альбер. К вопросу о тепловой истории Луны.— *Изв. высш. учебн. завед. Радиофизика*, 1966, 9, 615; *Астроном. ж.*, 1967, 44, 158.

Изучение приливной эволюции системы Земля — Луна может пролить дополнительный свет на историю этих тел. Наблюдаемое запаздывание океанических и твердых приливов в Земле по отношению к кульминации Луны и Солнца, а также вековое замедление вращения Земли, выявленное по вековому ускорению движений Солнца, Луны и планет среди звезд, представляют фактическую основу для построения теории приливного трения и связанных с ним вековых изменений в системе Земля — Луна. В ближайшие десятилетия, вероятно, станет возможным прямое определение скорости отодвигания Луны от Земли с помощью лазерной локации Луны. Теория приливов создавалась многими классиками физики, начиная с И. Ньютона. Для нас наибольшее значение имеют фундаментальные исследования Дж. Дарвина, впервые рассмотревшего вопрос о приливной эволюции лунной орбиты [1, 2].

Приливная эволюция включает: историю лунной орбиты, историю вращения Земли и Луны вокруг их осей, преобразование приливной энергии в тепловую и роль этой энергии в термической эволюции Земли и Луны. Эти вопросы тесно взаимосвязаны, поэтому правильная теория должна давать согласование с фактами во всех аспектах.

Современное движение Луны по ее орбите вокруг Земли известно с большой точностью. Оно описывается очень сложными формулами, в которых учтены возмущения от Солнца, планет и сплюснутости Земли. В первом приближении орбита Луны определяется обычно как эллипс с вращающейся линией апсид, т. е. большой осью эллипса (один оборот за 8,85 года). Отклонения реального движения от вращающегося эллипса носят почти периодический характер [3]. В настоящее время средняя орбита Луны имеет большую полуось $a = 384\,400$ км, что в 60,3 раза больше среднего радиуса Земли, и эксцентриситет $e = 0,0549$. Величина последнего колеблется от 0,044 до 0,072 с периодом 8,85 года. С другим периодом меняется угол наклона орбиты к земному эква-

тору. Ось вращения Земли E , как изображено на рис. 2.1, наклонена к оси эклиптики P на $23^{\circ}27'$. Наклон лунной орбиты к плоскости эклиптики составляет $5^{\circ}9'$. Под влиянием Солнца ось орбиты Луны M прецессирует с периодом 18,6 года вокруг оси эклиптики. В результате угол между M и E , или, что то же, угол между плоскостями лунной орбиты и земного экватора, периодически изменяется в пределах $23^{\circ}27' \pm 5^{\circ}9'$. На это основное движение накладываются короткопериодические эффекты нутации. Даже в течение наиболее долгого из периодов изменения параметров лунной орбиты — 26 000 лет, т. е. современного периода прецессии земной оси, изменения, вносимые приливным трением, ничтожно малы. Поэтому обычно в теориях движения

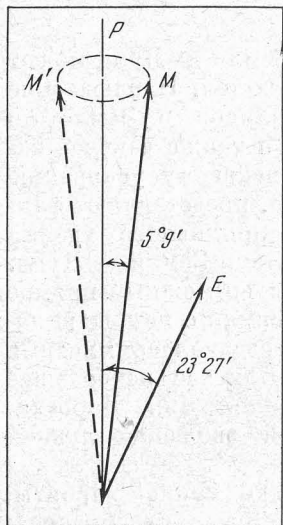


Рис. 2.1. Взаимное расположение осей вращения Земли E , лунной орбиты M и эклиптики P

Луны члены уравнений, учитывающие приливные изменения, не принимаются во внимание. С другой стороны, если мы хотим исследовать только влияние приливного трения на лунную орбиту, которое заметно проявляется за время 10^8 — 10^9 лет, то можем пренебречь всеми периодическими изменениями и рассматривать для каждой геологической эпохи некоторую среднюю орбиту Луны. Мы вправе считать Луну спутником Земли для самых отдаленных эпох, когда она была ближе к Земле. Это следует из небесно-механического анализа движения Луны: даже на современном расстоянии от Земли Луна является ее устойчивым (по Хиллу) спутником, который неограниченное время может оставаться внутри некоторой конечной полости, окружающей Землю при ее движении вокруг Солнца [3].

Мы рассмотрим здесь приливную эволюцию системы Земля — Луна в три этапа: вначале — простейший случай круговой лунной орбиты, компланарной с экватором Земли, считая Луну ма-

териальной точкой, а систему Земля — Луна — изолированной в пространстве. Это даст более четкое представление о скорости изменения расстояния Луны от Земли в зависимости от диссипативных свойств Земли, а также позволит оценить вклад приливного трения в нагревание земных недр [4]. Следующим этапом будет рассмотрение движения Луны по эллиптической орбите, компланарной с земным экватором, также для случая системы двух тел.

Знание приливных изменений эксцентриситета лунной орбиты со временем позволяет судить о возможности приближенного представления лунной орбиты в виде окружности.

Считая Луну деформируемым телом, можно оценить изменение со временем эксцентриситета лунной орбиты, связав его с диссипацией энергии приливов в теле Луны. То обстоятельство, что для наиболее вероятных моделей внутреннего строения Луны эксцентриситет ее орбиты был в прошлом еще меньше, чем сейчас, позволяет с хорошим приближением считать ее круговой [5—7]. А это в свою очередь дает возможность довольно полно, с учетом сил Солнца, исследовать эволюцию угла наклона лунной орбиты по отношению к земному экватору и к эклиптике [8]. Ориентация лунной орбиты по отношению к этим двум основным плоскостям является весьма важной характеристикой. Она позволяет ограничить область возможных начальных расстояний Луны от Земли и тем самым прояснить механизм образования Луны.

Мы остановимся также на относительной роли океанических и твердых приливов в Земле и на возможной роли приливного трения в создании и поддержании температурных неоднородностей в недрах Земли.

§ 1. Приливная эволюция круговой орбиты спутника, компланарной с плоскостью экватора планеты

Рассмотрим простейший случай круговой орбиты точечного спутника с массой m , движущегося вокруг слегка сплюснутой вращающейся планеты M , в ее экваториальной плоскости на расстоянии r от центра планеты. Угловую скорость осевого вращения планеты обозначим Ω , угловую скорость движения спутника по орбите — через ω ; $\omega \neq \Omega$. Планету будем считать деформируемым телом, свойства которого немного отличаются от идеально упругого, что характеризуется показателем добротности $Q < \infty$. Величина Q связана приближенным соотношением с углом δ запаздывания (при $\Omega > \omega$) или опережения (при $\Omega < \omega$) твердого прилива по отношению к кульминации приливообразующего тела:

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg} 2\delta} \approx \frac{1}{2\delta}, \quad (2.1)$$

если этот угол мал (рис. 2.2)¹. Величина $1/Q$ является интегральной мерой диссипации приливной энергии в недрах планеты [9]. На Земле приливная энергия диссипирует главным образом за счет океанических приливов в мелководных проливах и бассейнах. Однако и суммарное действие океанических и твердых приливов можно характеризовать некоторым эффективным углом запаздывания, который имела бы твердая, лишенная океанов Земля при эквивалентном приливном взаимодействии с Луной.

¹ В случае запаздывания приливный горб выносится вперед, а в случае опережения — отстает по отношению к линии, соединяющей центры планеты и спутника.

Систему планета — спутник будем считать изолированной в пространстве. Выражение для приливообразующей силы на поверхности планеты на расстоянии R от ее центра может быть получено из уравнения для приливообразующего потенциала [10]:

$$V = \frac{GmR^2}{r^3} \left[P_2(\theta) + \frac{R}{r} P_3(\theta) + \dots \right] = \sum_{n=2}^{\infty} V_n, \quad (2.2)$$

$$V_n = \frac{GmR^n}{r^{n+1}} P_n(\theta),$$

где V_n — прилив n -го порядка; P_n — полиномы Лежандра порядка n ; θ — угол между направлением на рассматриваемую

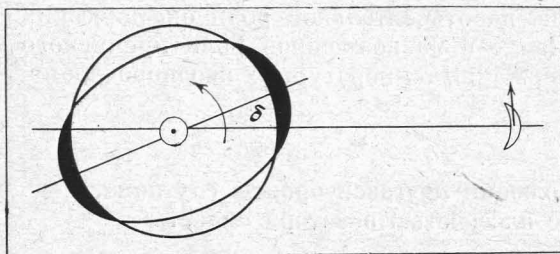


Рис. 2.2. Схема отклонения приливных горбов от направления на приливообразующее тело

точку и направлением на спутник из центра планеты; r — расстояние спутника от планеты; G — постоянная тяготения. На практике в выражении (2.2) часто ограничиваются первым членом:

$$V \cong V_2 = \frac{GmR^2}{r^3} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (2.3)$$

Член V_3 в современной системе Земля — Луна составляет около 2% от V_2 ; в прошлые эпохи, для более близких расстояний Луны от Земли, его относительное и абсолютное значения были больше. Учет V_3 был сделан в расчете Мак Доналда [11]. В данном параграфе, дающем наиболее простое представление о приливной эволюции, мы используем только член V_2 .

Так как современное сжатие Земли мало — около 1/300, то с достаточной точностью (до 0,3%) в теории земных приливов принимают форму Земли, не подверженную приливному воздействию, за сферу, а изменения формы, вызванные приливами и рассчитанные для сферы, можно считать накладывающимися на действительную сферическую форму.

Вследствие приливной деформации тела Земли ее притяжение изменяется, возникают дополнительные силы, характеризующиеся дополнительным потенциалом V' . Согласно Ляву, для упругой Земли от каждой сферической функции V_n в приливном потенциале возникает дополнительный потенциал V'_n от соответствующих деформаций Земли, причем

$$V'_n = k_n V_n, \quad (2.4)$$

где k_n — функции Лява, зависящие от упругих модулей и распределения масс внутри Земли.

Если вновь ограничиться первым членом разложения, то дополнительный потенциал на сферической поверхности Земли будет

$$V'_2 = \frac{k_2 GmR^2}{r^3} P_2(\theta), \quad (2.5)$$

а во внешнем пространстве на расстоянии r от центра Земли

$$V'_2(r, \theta) = \frac{k_2 GmR^2}{r^3} \left(\frac{R}{r} \right)^3 P_2(\theta). \quad (2.6)$$

Таким образом, дополнительный потенциал на расстоянии Луны в первом приближении равен

$$V'_2(r, \theta) = \frac{k_2 GmR^5}{r^6} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (2.7)$$

Запаздывание приливов, т. е. отклонение максимумов приливных деформаций от линии центров Земля — Луна, создает пару сил, на основе которых получается закручивающий момент L (торк):

$$L = mrF_\theta, \quad (2.8)$$

абсолютная величина которого имеет вид

$$L = \frac{rm}{r} \frac{dV'_2}{d\theta} \Big|_{\theta=\delta} = \frac{3}{2} \frac{k_2 Gm^2 R^5}{r^6} \sin 2\delta. \quad (2.9)$$

Этот закручивающий момент вызывает перераспределение момента количества движения в системе двух тел Земля — Луна, причем суммарный момент остается неизменным:

$$H + h = I\Omega + \frac{Mm}{M+m} r^2 \omega = \text{const} = K, \quad (2.10)$$

$$-\frac{dH}{dt} = +\frac{dh}{dt} = L. \quad (2.11)$$

Здесь H — момент осевого вращения Земли, h — орбитальный момент Луны, I — момент инерции Земли. Векторы H и h в данной системе коллинеарны, поэтому мы пользуемся их скалярными величинами. Осевой момент Луны на несколько порядков меньше, чем H и h , поэтому им можно пренебречь. К данной системе уравнений следует присоединить еще третий закон Кеплера:

$$\omega^2 r^3 = G(M + m) = \mu. \quad (2.12)$$

В прошлом при угловой скорости вращения Земли Ω , большей в 5—6 раз, I должно было на 5—6% превосходить его современное значение [5, 12]. Момент инерции Земли мог также немного уменьшаться со временем из-за гравитационной дифференциации земных недр. Примем для простоты, что величина I не зависит от времени. Тогда уравнения (2.9) и (2.11) дают нам выражение для

векового уменьшения угловой скорости вращения Земли [10]

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{k_2 G m^2 R^5}{I r^6} \sin 2\delta, \quad (2.13)$$

а из (2.10), (2.12) и (2.13) получаем связанное с этим увеличение радиуса лунной орбиты:

$$\frac{GMm}{2I\mu^{1/2} r^{1/2}} \frac{dr}{dt} = -\frac{d\Omega}{dt}, \quad \frac{dr}{dt} = \frac{3kmR^5 \sin 2\delta \mu^{1/2}}{Mr^{11/2}}. \quad (2.14)$$

Зависимость приливного отодвигания Луны от угла запаздывания можно записать в виде

$$\int_{r_0}^r r^{11/2} dr = A \int_{t_0}^t \sin 2\delta dt, \quad (2.15)$$

где

$$A = 3k_2 m R^5 \mu^{1/2} / M.$$

Несмотря на упрощенный характер вывода, интегрирование уравнения (2.15) приводит к следствиям, важным для понимания сути приливной эволюции в реальном случае. Во-первых, продолжительность приливной эволюции от наиболее близкого расстояния от Земли до ее современной орбиты получается намного меньше, чем возраст системы Земля — Луна, если считать угол δ (или, что эквивалентно, диссипативную функцию $1/Q$) для всей Земли не зависящим от времени и равным его современному значению. По данным Мак Доналда, современное значение $\delta_{\text{совр}} = 2^\circ,16$ [5]; по более новым данным [13], $\delta_{\text{совр}} \approx 4^\circ$. В самом деле, интегрируя (2.15) с $\delta = \text{const}$, получаем

$$r^{13/2} = r_0^{13/2} + \frac{13}{2} A \sin 2\delta (t - t_0). \quad (2.16)$$

Полагая $r_0 = 0$ при $t_0 = 0$ (что даст максимальную продолжительность отодвигания), получаем $t = 1,75 \cdot 10^9$ лет при $\delta = 2^\circ,16$ и $r = 60,3 R$, что существенно меньше возраста Земли и Луны, составляющего $(4,5 - 4,6) \cdot 10^9$ лет (рис. 2.3, кривая 1). Новые значения $\delta \approx 4^\circ$ привели бы к еще более краткой приливной шкале, около $0,9 \cdot 10^9$ лет.

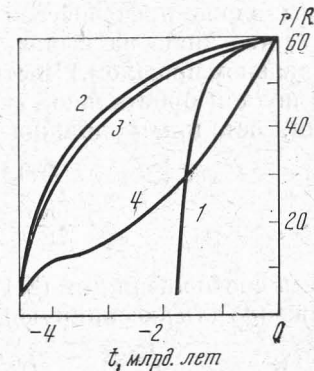
Продолжительность приливной эволюции удастся согласовать с возрастом системы только в предположении, что в прошлом эффективный угол запаздывания приливов был меньше, чем в настоящее время. Качественно такое предположение согласуется с современными представлениями о термической истории Земли, недра которой постепенно разогревались от более низкой температуры, выделяя на поверхность воду океанов. При этом δ должно увеличиваться со временем вследствие роста объема океанов. Однако в количественной форме зависимость $\delta(t)$ пока определить трудно. Можно лишь подобрать простые зависимости роста $\delta(t)$. Некото-

рые из них: линейный, квадратичный и экспоненциальный законы роста δ — со временем дали продолжительность приливной эволюции системы Земля — Луна, равную 4,5 млрд. лет при современных значениях δ соответственно 1,7; 2,16 и 10° [4] (рис. 2.3, кривые 2—4).

Во-вторых, из формулы (2.15) и рис. 2.3 видно, что продолжительность приливного отодвигания очень сильно увеличивается с ростом r . При постоянном δ время перехода Δt с орбиты радиусом r_1 на орбиту радиусом r_2 пропорционально $r_2^{13/2} - r_1^{13/2}$. При δ , растущих со временем, эта зависимость становится менее резкой, но все же продолжительность приливного отодвигания Луны в пределах первых 20 радиусов Земли остается много меньше

Рис. 2.3. Зависимость изменения расстояния Луна — Земля во времени от эффективного угла запаздывания

- 1 — $\delta = \text{const} = 2^\circ,16$;
- 2 — $\delta = 1^\circ,7 (1 - t/t_{\text{нач}})$;
- 3 — $\delta = 0^\circ,5 + \beta (t - t_{\text{нач}})^2$;
 $\delta_{\text{совр}} = 2^\circ,16$;
- 4 — $\delta = 0^\circ,02 \exp \gamma (t - t_{\text{нач}})$;
 $\delta_{\text{совр}} = 10^\circ$



возраста системы (если не считать мало реального с геофизической точки зрения случая, когда δ возрастает со временем по экспоненте и достигает современного значения 10° (рис. 2.3, кривая 4)).

Таким образом, приливная эволюция системы Земля — Луна должна была происходить весьма неравномерно. Период отодвигания Луны от какого-то неизвестного нам близкого к Земле начального расстояния и примерно до половины современного расстояния (т. е. $30 R$) можно назвать временем быстрых изменений, в противоположность последующему периоду, который длился почти все время жизни Луны. Неравномерность приливного отодвигания крайне затрудняет определение начального расстояния Луны от Земли. Эту важную характеристику можно пытаться найти другими способами, которые будут изложены ниже.

В-третьих, при знакопостоянном $\delta(t)$ всегда получается монотонная зависимость $r(t)$. Постоянство знака $\delta(t)$ обеспечивается постоянством знака разности $(\Omega - \omega)$, которая остается всегда положительной во время приливного отодвигания Луны от предела Роша $(2,80 - 2,89)R$ до ее современного расстояния (см. (2.20)). Поэтому в дальнейшем удобно все орбитальные параметры Луны относить не ко времени, а к ее расстоянию от Земли или к большой полуоси орбиты. Это возможно, так как в рамках теории

слабого трения, т. е. небольшой величины угла запаздывания приливного выступа по отношению к кульминации приливообразующего тела, соотношение между полусью, эксцентриситетом и наклоном орбиты не зависит от продолжительности эволюции. Случай круговой экваториальной орбиты Луны позволяет просто оценить энергетический вклад приливного трения в тепловой баланс Земли. Тепло, выделяемое при диссипации энергии приливов, черпается из кинетической энергии вращения Земли, которое замедляется.

Изменение энергии вращения Земли равно

$$\frac{dE_{\text{вр}}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{I\Omega^2}{2} \right) = I\Omega \frac{d\Omega}{dt} < 0. \quad (2.17)$$

(Здесь мы вновь пренебрегаем небольшим относительным изменением I , что лишь на несколько процентов занижает величину dE/dt в далеком прошлом.) Часть этого количества тратится на увеличение полной орбитальной энергии Луны $E_{\text{орб}}$ при ее удалении от Земли, остальная должна диссипировать в недрах Земли:

$$E_{\text{орб}} = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = GmM/2r - GmM/r = -GmM/2r, \\ \frac{dE_{\text{орб}}}{dt} = \frac{GmM}{2r^2} \frac{dr}{dt}. \quad (2.18)$$

Пользуясь соотношениями (2.17), (2.12) — (2.14), получаем отсюда выражение для диссипирующей энергии в единицу времени [4]

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{тепл}} = - \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{вр}} - \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{орб}} = -I\Omega \frac{d\Omega}{dt} - \frac{GmM}{2r^2} \frac{dr}{dt} = \\ = + \frac{3}{2} \frac{kGm^2 R^5 \sin 2\delta}{r^6} (\Omega - \omega). \quad (2.19)$$

Из этого выражения видно, что выделение энергии в теле планеты пропорционально первой степени угла запаздывания δ (так как при малых углах $\sin 2\delta \approx 2\delta$) и обратно пропорционально шестой степени расстояния спутника. Оно делится между океаном и твердой землей пропорционально их вкладу в $\delta_{\text{эф}}$. Величина $(\Omega - \omega)$ также почти все время возрастает с уменьшением расстояния (рис. 2.4), что делает стадию близкого расположения Луны, когда выделение приливной энергии было максимальным, наиболее интересной с геофизической точки зрения. На рис. 2.5 изображены три варианта кривых приливного выделения тепла $(dE/dt)_{\text{тепл}}$ в зависимости от времени, соответствующие линейному, квадратичному и экспоненциальному законам изменения угла δ от времени (кривые 2—4 на рис. 2.3). Для сравнения на рисунке приведено также выделение энергии радиоактивными элементами для двух вариантов их содержания в Земле, близких к хондритовому содержанию ($I - U = 10^{-8}$ э/г, $I' - U = 2 \cdot 10^{-8}$ э/г).

Оценим теперь интегральный вклад энергии приливов в тепловой баланс Земли.

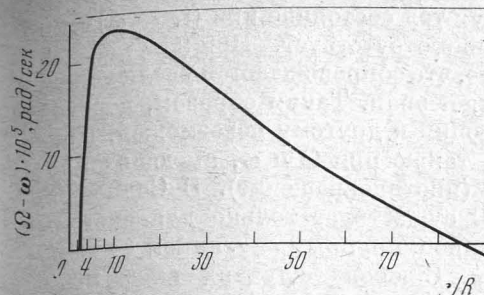


Рис. 2.4. Зависимость разности угловых скоростей вращения Земли и обращения Луны $(\Omega - \omega)$ от расстояния от Земли, выраженного в радиусах Земли (круговая орбита в плоскости экватора)

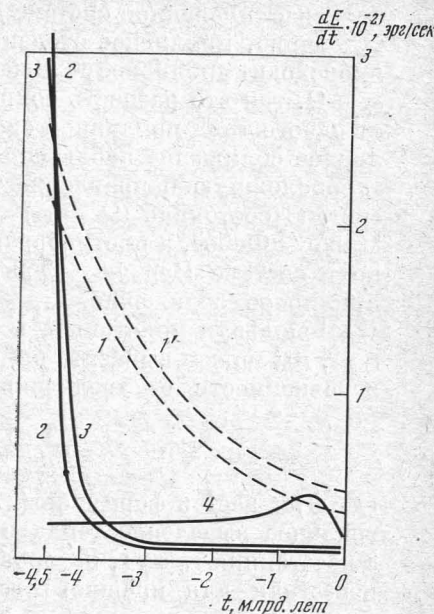


Рис. 2.5. Выделение тепла в Земле в результате приливного трения (кривые 2—4) и вследствие радиоактивности (кривые 1, 1')

Выразим $(\Omega - \omega)$ с помощью (2.10) и (2.12) в виде

$$(\Omega - \omega) = [K - I\mu^{1/2}r^{-3/2} - Mm(M+m)^{-1}r^{1/2}\mu^{1/2}] I^{-1}. \quad (2.20)$$

Из уравнения (2.20) можно найти условие обращения в нуль разности $(\Omega - \omega)$, что соответствует обращению спутника, синхронному с вращением планеты: спутник как бы «висит» над одной точкой экватора. В реальной системе Земля — Луна синхронная орбита никогда не достигается, вместо нее существуют так называемые расстояния «теснейшего сближения» и «максимального удаления» (см. гл. 3). Но если пренебречь наклоном и эллиптичностью лунной орбиты и подставить в уравнение (2.20) для идеализированной системы числовые характеристики реальной системы Земля — Луна (M, m, K, I), то можно найти два значения r : r_{min} и r_{max} , при которых $(\Omega - \omega) = 0$ (см. рис. 2.4). Ближняя синхронная орбита находится на расстоянии $\sim 2,4 R$, т. е. внутри предела Роша², равного $2,89 R$, дальняя — на расстоянии $\sim 85 R$, что существенно дальше современного расстояния Луны $60,3 R$. В промежутке между этими значениями $(\Omega - \omega) > 0$, что и определяет монотонный ход со временем dr/dt .

² Пределом Роша называется расстояние спутника от планеты, на котором ее приливные силы, стремящиеся разорвать спутник, равны силам тяготения, удерживающим спутник в виде единого тела. Для жидкого спутника с массой и плотностью Луны предел Роша равен $2,89R$.

В изолированной системе двух тел состояние при $(\Omega - \omega) = 0$ устойчиво, приливное отодвигание отсутствует. При $(\Omega - \omega) < 0$ происходит приливное сближение, что сопровождается увеличением ω и Ω , так что разность сохраняет знак. Таким образом, переход от одного типа приливной эволюции к другому невозможен. Приливное сближение наблюдается также при Ω и ω , имеющих противоположную направленность (противовращение). В Солнечной системе состояние $(\Omega - \omega) < 0$ существует только для системы Марс — Фобос, а противовращение с крупным спутником — только в системе Нептун — Тритон. В обоих случаях имеет место приливное сближение.

Используя монотонность функции $r(t)$ в интервале от r_{\min} до r_{\max} , мы можем выразить выделение приливной энергии в планете в зависимости от увеличения r :

$$\frac{dE_{\text{тепл}}}{dr} = \frac{dE_{\text{тепл}}}{dt} \cdot \frac{dr}{dt},$$

где dr/dt дается формулой (2.14). С учетом (2.20) получаем интегральное выделение тепла в планете при отодвигании спутника с расстояния r_0 на r , которое удобно тем, что в него не входит неизвестная для прошлого величина δ :

$$E_{\text{тепл}} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^r \left(\frac{GMmK}{\mu^{1/2} I r^{3/2}} - \frac{GMm}{r^2} - \frac{GM^2 m^2}{(M+m)I} \right) dr. \quad (2.21)$$

Соотношение (2.21) можно с достаточным приближением применить и к реальной системе Земля — Луна, так как учет неколлинеарности векторов-моментов \mathbf{H} и \mathbf{h} вносит погрешность не более 1—2% в оценку $E_{\text{тепл}}$ (эллиптичность орбиты Луны сказывается на $E_{\text{тепл}}$ еще меньше). На рис. 2.6 представлена диаграмма выделения приливной энергии в Земле в зависимости от интервала расстояний, на которых происходит приливное отодвигание (взяты интервалы по $5 R$). Интегральное выделение тепла при $r_0 = 10 R$

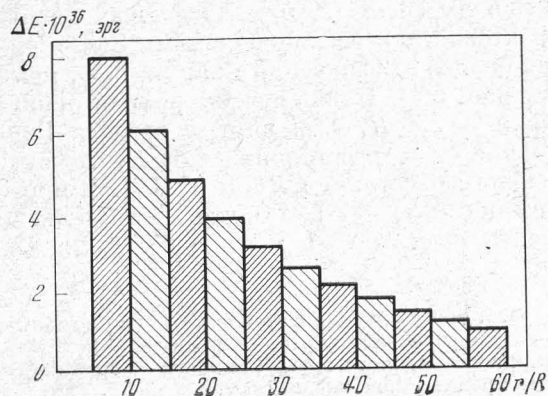


Рис. 2.6. Выделение приливного тепла в Земле для различных этапов отодвигания Луны

и $r_{\text{совр}} = 60,3 R$ составляет $E_{\text{тепл}} = 2,8 \cdot 10^{37}$ эрг. Беря за r_0 предел Роша $2,89 R$, мы получили бы $E_{\text{тепл}} = 4,0 \cdot 10^{37}$ эрг. Выделение тепла радиоактивными источниками за всю историю Земли оценивается в $(1,2-1,5) \cdot 10^{38}$ эрг. Учитывая, что большая часть энергии приливов диссипирует в морях и быстро излучается в пространстве, можно заключить, что приливное тепло давало и дает лишь небольшой добавок к общему внутреннему теплу Земли, если исключить кратковременную стадию очень тесной орбиты Луны.

В то же время, если приливное тепло выделяется в Земле не равномерно по объему, а сосредоточено в некотором слое, оно может играть существенную роль в создании и поддержании температурных неоднородностей Земли (см. § 5 наст. главы).

§ 2. Приливная эволюция эллиптической орбиты спутника, компланарной с экватором планеты

Современный эксцентриситет лунной орбиты мал ($e_{\text{совр}} = 0,0549$), и в расчетах приливной эволюции лунную орбиту можно приближенно считать круговой. Однако для прошлых эпох такое приближение нуждается в обосновании.

Как и в случае круговой орбиты, основную роль в вековых изменениях эллиптичности орбиты спутника играет запаздывание суточных и полусуточных приливов на планете, которое создает закручивающий момент \mathbf{L} и передает часть осевого момента планеты \mathbf{H} в орбитальный момент \mathbf{h} . Отличие от случая круговой орбиты состоит в том, что для эллиптической орбиты:

$$h = Mm \sqrt{\frac{Ga(1-e^2)}{(M+m)}}, \quad E = -\frac{GmM}{2a}, \quad (2.22)$$

где a — большая полуось. Увеличение h с одновременным увеличением орбитальной энергии E сопровождается увеличением a . Одновременно должен увеличиваться эксцентриситет орбиты e . Это происходит потому, что приливное взаимодействие растет обратно пропорционально шестой степени расстояния между телами, и даже при небольшой эллиптичности орбиты спутник в перигеуме должен подталкиваться вперед заметно сильнее, чем в апоцентре. При общем растягивании орбиты ее подобие не сохраняется: каждый последующий апоцентр оказывается более удаленным от предыдущего апоцентра, чем каждый последующий перигеум от предыдущего перигеума. Это и приводит к росту e со временем. Доказательство этого положения с помощью формул дано в работах [5, 6, 14].

При движении спутника по эллиптической орбите имеется также и противоположный эффект, уменьшающий e и a со временем. Вследствие периодического изменения расстояния между

спутником и планетой приливные выступы на обоих телах испытывают радиальные пульсации с месячным периодом. Высота выступов обратно пропорциональна кубу расстояния между ними, что делает эффект заметным и при небольшом эксцентриситете орбиты. Из-за неупругости максимумы пульсаций должны наступать после прохождения спутника через перицентр, а минимумы — после апоцентра. Ввиду чисто радиального характера этих пульсаций их запаздывание не вызывает закручивающего момента, и, следовательно, ни орбитальный, ни осевой моменты h и H не меняются, а диссипирующая в недрах обоих тел энергия должна черпаться из орбитальной энергии движения спутника. Согласно (2.22)

$$\frac{dE}{dt} = + \frac{GmM}{2a^2} \frac{da}{dt}. \quad (2.23)$$

В чистом виде этот эффект проявляется при $h = \text{const}$ (оба тела повернуты друг к другу одной стороной). Тогда $dE/dt < 0$ и, следовательно, должно быть также $da/dt < 0$, т. е. уменьшение со временем большой полуоси a вследствие диссипации энергии радиальных приливов. Из формулы (2.22) для орбитального момента h легко видеть, что при $h = \text{const}$ и $da/dt < 0$ должно происходить также уменьшение эксцентриситета орбиты e .

Перейдем к суммарной оценке приливных изменений a и e при эллиптическом движении при $h \neq \text{const}$. Уравнения Лагранжа для оскулирующих элементов в плоском возмущенном движении имеют вид [15]:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2a^2 e \sin v}{p} \tilde{S} + \frac{2a^2}{r} \tilde{T}, \\ \frac{de}{dt} &= \tilde{S} \sin v + \left[\cos v + (e + \cos v) \frac{r}{p} \right] \tilde{T}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Здесь

$$p = a(1 - e^2), \quad r = a(1 - e^2)/(1 + e \cos v),$$

v — истинная аномалия, т. е. угол, образуемый радиус-вектором спутника с направлением начала отсчета при движении по орбите,

$$\tilde{S} = \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{\mu}} S, \quad \tilde{T} = \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{\mu}} T, \quad \mu = G(M + m),$$

S — радиальная и T — трансверсальная компоненты возмущающей силы. Компонента T может быть найдена путем дифференцирования выражения (2.8) для приливного потенциала по угловой координате

$$T = \left. \frac{1}{r} \frac{dV'}{d\theta} \right|_{\theta=\delta} = \frac{3}{2} \frac{kGmR^5}{r^7} \sin 2\delta. \quad (2.25)$$

Это выражение применимо и в случае планеты со спутником в виде материальной точки и для планеты с деформируемым спутником, находящимся, как и Луна, в синхронизированном вращении.

Радиальная возмущающая сила, действующая на спутник, складывается из двух компонент, обусловленных приливными деформациями на планете и спутнике. Каждая из них получена путем дифференцирования соответствующих потенциалов по координате вдоль линии, соединяющей центры тел:

$$\begin{aligned} S &= \frac{\partial V_{\oplus}}{\partial r} + \frac{\partial V_{\zeta}}{\partial r} \frac{M}{m} = \\ &= - \frac{3k_{\oplus} GmR_{\oplus}^5}{r^7} (3 \cos^2 \delta_{\oplus} - 1) - \frac{3k_{\zeta} GM^2 R_{\zeta}^5}{r^7} \frac{M}{m} (3 \cos^2 \delta - 1), \end{aligned} \quad (2.26)$$

где dV_{ζ}/dr — сила, действующая на единицу массы Земли. Сила, действующая на единицу массы Луны, получается путем умножения dV_{ζ}/dr на M/m .

Подставив выражения (2.25) и (2.26) для возмущающих сил S и T в уравнения (2.24), получим:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \alpha_{11} a^2 \frac{\sqrt{p}}{r^5} - (\alpha_{12} + \alpha_{13}) \frac{a^2}{\sqrt{p}} \frac{e \sin v}{r^7}, \\ \frac{de}{dt} &= \alpha_{21} \sqrt{p} \left[\cos v + (e + \cos v) \frac{r}{p} \right] \frac{1}{r^7} - (\alpha_{22} + \alpha_{23}) \frac{\sqrt{p}}{r^7} \sin v. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha_{11} &= 3k_{\oplus} GmR_{\oplus}^5 \sin 2\delta_{\oplus} / \sqrt{\mu}, \\ \alpha_{12} &= 6k_{\oplus} GmR_{\oplus}^5 (3 \cos^2 \delta_{\oplus} - 1) / \sqrt{\mu}, \\ \alpha_{13} &= 6k_{\zeta} GM^2 R_{\zeta}^5 \cdot (3 \cos^2 \delta_{\zeta} - 1) / m \sqrt{\mu}, \\ \alpha_{21} &= 3/2 k_{\oplus} GmR_{\oplus}^5 \sin 2\delta / \sqrt{\mu}, \\ \alpha_{22} &= 3k_{\oplus} GmR_{\oplus}^5 (3 \cos^2 \delta_{\oplus} - 1) / \sqrt{\mu}, \\ \alpha_{23} &= 3k_{\zeta} GM^2 R_{\zeta}^5 (3 \cos^2 \delta_{\zeta} - 1) / m \sqrt{\mu}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Действие приливного трения проявляется крайне медленно. Поэтому целесообразно осреднить уравнения (2.27), считая, что за время τ одного оборота спутника a и e остаются постоянными. Тогда

$$\begin{aligned} \left[\frac{de}{dt} \right]_{\tau} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{de}{dt} \right) \cdot d\vartheta, \\ \left[\frac{da}{dt} \right]_{\tau} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{da}{dt} \right) d\vartheta, \end{aligned} \quad (2.29)$$

где ϑ — средняя аномалия, связанная со средней угловой скоростью движения спутника по орбите n выражением

$$n d\vartheta = dt. \quad (2.30)$$

Учитывая, что

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\sqrt{\mu p}}{r^2}.$$

получаем:

$$\left[\frac{da}{dt} \right]_{\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{a^2 \sqrt{1-e^2}} \left(\frac{da}{dt} \right) dv, \quad (2.31)$$

$$\left[\frac{de}{dt} \right]_{\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{a^2 \sqrt{1-e^2}} \left(\frac{de}{dt} \right) dv.$$

Подставив вместо da/dt и de/dt их выражения из (2.27), имеем:

$$\left[\frac{da}{dt} \right]_{\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{a^2 \sqrt{1-e^2}} \left[\alpha_{11} a^2 \frac{\sqrt{p}}{p^3} (1+e \cos v)^8 - (\alpha_{12} + \alpha_{13}) \frac{a^2 e}{\sqrt{p}} \frac{(1+\cos v)^7}{p^7} \sin v \right] dv, \quad (2.32)$$

$$\left[\frac{de}{dt} \right]_{\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{a^2 \sqrt{1-e^2}} \left[\alpha_{21} \sqrt{p} \left(\cos v + \frac{e \cos v}{1+e \cos v} \right) \frac{(1+\cos v)^7}{p^7} - (\alpha_{22} + \alpha_{23}) \frac{\sqrt{p}}{p^7} (1+\cos v)^7 \sin v \right] dv.$$

Члены, включающие $\sin v$, при интегрировании от 0 до 2π дают нуль. После приведения подобных (см. (2.24)) вычислим следующие интегралы:

$$\mathcal{Y}_1 = \int_0^{2\pi} \left(\cos v + \frac{e + \cos v}{1 + e \cos v} \right) (1 + e \cos v)^5 dv = \pi e (11 + 16,5e^2 + 1,375e^4),$$

$$\mathcal{Y}_2 = \int_0^{2\pi} (1 + e \cos v)^6 dv = \pi (2 + 15e^2 + 11,25e^4 + 0,625e^6), \quad (2.33)$$

$$\mathcal{Y}_3 = \int_0^{2\pi} \frac{dv}{(1 + \cos v)^2} = \frac{2\pi}{(1 - e^2)^{3/2}}.$$

Подставив \mathcal{Y}_1 , \mathcal{Y}_2 , \mathcal{Y}_3 в (2.31), получим:

$$\frac{\Delta a}{\tau} = \frac{\alpha_{11} \sqrt{a} (2 + 15e^2 + 11,25e^4 + 0,625e^6)}{p^6} = (\Delta a)_{\tau}, \quad (2.34)$$

$$\frac{\Delta e}{\tau} = \frac{\alpha_{21} e (11 + 16,5e^2 + 1,375e^4)}{2p^5 a^{3/2}} = (\Delta e)_{\tau},$$

где $\tau = 2\pi a^{3/2} / \sqrt{\mu}$ — период обращения Луны.

Мы получили «вековые» изменения $(\Delta a)_{\tau}$ и $(\Delta e)_{\tau}$, вызванные действием только тангенциальной силы \tilde{T} ; действие радиальной силы \tilde{S} в среднем дало нуль. Влияние запаздывания максимумов радиальных пульсаций, т. е. приливов с месячным периодом, по отношению к моментам прохождения через перигей и апотей можно учесть с помощью формул (2.22):

$$(\Delta a)_m = \frac{2a^2}{GmM} (\Delta E)_m, \quad (2.35)$$

$$(\Delta e)_m = \frac{Gm_p}{mM^2 G^2 e} (\Delta E)_m,$$

где $(\Delta E)_m$ — выделение тепла в Луне и Земле за счет диссипации энергии месячных приливов, которые не меняют величину орбитального момента h .

Возьмем из работ [16,17] выражение для зависимости ΔE от a и e при постоянстве во времени диссипативных свойств Земли и Луны ($\delta_{\oplus} = \text{const}$, $\delta_{\zeta} = \text{const}$):

$$\Delta E = \Delta E_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{15/2} \left(\frac{e}{e_0} \right)^2, \quad (2.36)$$

где величины с индексом нуль относятся к их современным значениям. Обозначая

$$\alpha'_{12} = \frac{2\Delta E_0}{GmM e_0^2}, \quad \alpha'_{22} = \frac{\Delta E_0}{GmM e_0^2} \quad (2.37)$$

и складывая величины $(\Delta a)_{\tau}$ и $(\Delta e)_{\tau}$ соответственно с $(\Delta a)_m$ и $(\Delta e)_m$, после приведения подобных получаем:

$$\Delta a = \alpha'_{11} \frac{a^2}{p^6} (2 + 15e^2 + 11,25e^4 + 0,625e^6) - \alpha'_{12} a^{7/2} e^2 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{15/2}, \quad (2.38)$$

$$\Delta e = \alpha'_{21} \frac{e}{p^5} (11 + 16,5e^2 + 1,375e^4) - \alpha'_{22} p e a^{3/2} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{15/2},$$

где

$$\alpha'_{11} = 2\pi \alpha_{11} / \mu, \quad \alpha'_{21} = 2\pi \alpha_{22} / \mu.$$

Здесь приращения Δa и Δe учитывают как влияние запаздывания суточных приливов (тангенциальная сила), так и запаздывания радиальных пульсаций. Эти приращения относятся к интервалам времени в длинной (приливной) шкале. На основании данных соотношений Г. Г. Петрова [6] оценила изменение эксцентриситета орбиты Луны в прошлом для следующих вариантов (рис. 2.7):

- 1) $\Delta E_m = 0,1 \Delta E_0 = 0,6 \cdot 10^{15}$ эрг/сек;
- 2) $\Delta E_m = \Delta E_0 = 0,6 \cdot 10^{16}$ эрг/сек;
- 3) $\Delta E_m = 0,8 \cdot 10^{16}$ эрг/сек;
- 4) $\Delta E_m = 10 \Delta E_0 = 0,6 \cdot 10^{17}$ эрг/сек.

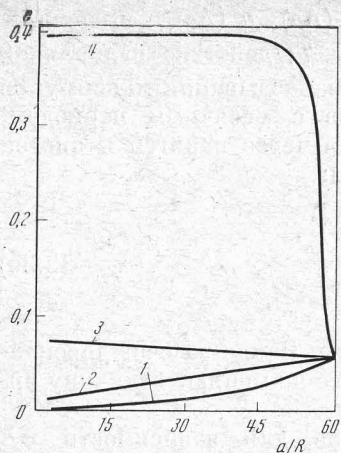


Рис. 2.7. Зависимость эксцентриситета лунной орбиты от большой полуоси a при $\delta_{\oplus} = \text{const} = 1^\circ$ и различных значениях ΔE_m

1 — $\Delta E_m = 0,6 \cdot 10^{15}$; 2 — $0,6 \cdot 10^{16}$; 3 — $0,8 \cdot 10^{16}$; 4 — $0,6 \cdot 10^{17}$ эрг/сек

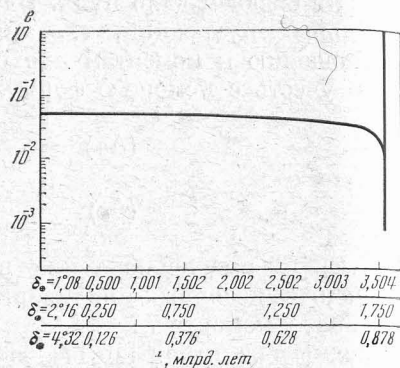


Рис. 2.8. Зависимость эксцентриситета лунной орбиты e от времени t для различных значений δ_{\oplus}

Величина $\Delta E_0 = 0,6 \cdot 10^{16}$ эрг/сек, согласно [18], соответствует модели Луны с фактором $1/Q = 0,01$ и числом Лява $k_2c = 0,02$, варианты 1 и 4 — уменьшенному в 10 раз и увеличенному в 10 раз значению ΔE_0 . Вариант 3 выбран как случай, дающий приблизительное постоянство эксцентриситета во времени при $\delta_{\oplus} = \text{const} = 1^\circ$. При современном $\delta_{\oplus} = 4^\circ$ аналогичное «уравновешивание» действия тангенциальных и радиальных сил имело бы место при ΔE_0 , большем в 4 раза, т. е. $0,3 \cdot 10^{17}$ эрг. Из рис. 2.7 видно, что поведение эксцентриситета лунной орбиты в прошлом, т. е. при малых a , сильно зависело от величины ΔE_m , которая значительно (на два-три порядка) меньше, чем $\Delta E_{\text{танг}}$. Однако влияние радиальных сил на эксцентриситет орбиты сравнимо с действием трансверсальных сил. При больших ΔE_m , т. е. диссипации энергии в радиальных приливах, вклад в которую вносили приливы на Луне, эксцентриситет орбиты в прошлом мог быть значительно больше современного (вариант 4). Наиболее вероятным все же представляется ход эксцентриситета с убыванием в прошлое, как в вариантах 1—2 на рис. 2.7. Убывание эксцентриситета в прошлом получено также Мак Доналдом [5] для твердой модели Луны в настоящем и прошлом (рис. 2.8.) Наличие у лунной орбиты наклона к земному экватору не изменяет характера вывода об эволюции эксцентриситета. Максимальный разогрев недр Луны получается при больших значениях ΔE_m и в настоящем, и в прошлом, которые могли осуществляться лишь

для расплавленной Луны, притом двигавшейся по сильно вытянутой орбите. Однако даже вариант 4, который дает, очевидно, завышенные значения диссипирующей энергии в Луне и слишком большое изменение эксцентриситета, приводит к интегральному нагреву недр Луны всего на несколько десятков градусов, варианты 1—3 дают еще меньше. Таким образом, приливный разогрев вносил лишь незначительный вклад в термику недр Луны по сравнению с радиоактивностью, которая могла нагреть Луну до температуры $1500-2000^\circ \text{K}$.

Малая величина эксцентриситета лунной орбиты в настоящем и прошлом дает возможность приближенно рассматривать орбиту в виде окружности. Это особенно важно при изучении эволюции наклона лунной орбиты к экватору и эклиптике. Наилучший подход к этой весьма сложной задаче принадлежит Голдрайху [19].

Следует подчеркнуть, что его метод пригоден лишь для кругового движения спутников и не может быть распространен на эллиптическое.

§ 3. Приливная эволюция круговой орбиты спутника, наклоненной к экватору планеты и к эклиптике

Метод Голдрайха [19] основан на существовании трех различных шкал времени в динамической эволюции системы Земля — Луна. По предположению, Земля обращается по круговой орбите неизменного радиуса вокруг Солнца. Все движения рассматриваются в геоцентрической системе (рис. 2.9). Короткая шкала времени определяется периодами обращения Луны и Солнца вокруг Земли, соответственно месяцем и годом. Промежуточная шкала времени устанавливается периодами прецессии плоскостей лунной орбиты (X_1, X_2) и земного экватора относительно оси эклиптики (Y_3); в настоящее время они составляют соответственно 18,6 года и около 26 тыс. лет. Относительное движение этих двух плоскостей периодически (это будет показано ниже), этот период лишь немногим длиннее периода прецессии лунной орбиты.

Длинная шкала времени определяется скоростью, с которой приливное трение изменяет состояние системы Земля — Луна; в настоящее время длинная шкала измеряется миллиардами лет. Скорость приливных изменений определяется интегральным значением $Q(t)$ для Земли. Метод рассмотрения эволюции лунной орбиты является комбинированным: сначала проводится аналитическое осреднение уравнений движения по короткой шкале времени, затем численное осреднение по промежуточной шкале времени, далее осредненные уравнения интегрируются численно на один шаг назад по времени в длинной шкале. При этом находятся соответствующие числовые параметры для системы Земля — Луна и подставляются в уравнения движения, которые вновь осред-

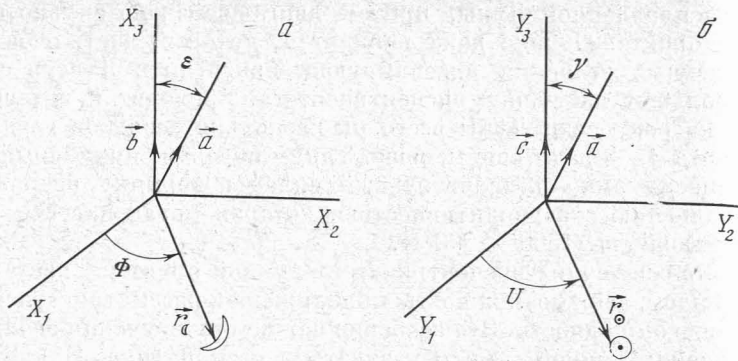


Рис. 2.9. Система координат X_1, X_2, X_3 , связанная с лунной орбитой (X_1, X_2), и система Y_1, Y_2, Y_3 , связанная с эклипстикой (Y_1, Y_2)

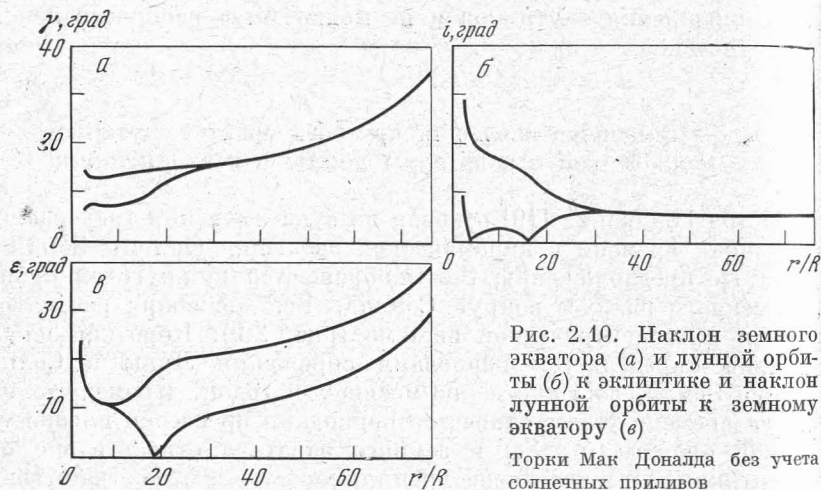


Рис. 2.10. Наклон земного экватора (а) и лунной орбиты (б) к эклипстике и наклон лунной орбиты к земному экватору (е)
Торки Мак Доналда без учета солнечных приливов

няются в короткой и промежуточной шкалах времени и вновь интегрируются численно на один шаг в прошлое по длинной шкале и т. д. (сокращенный вывод формул Голдрайха см. в прил. 1).

На рис. 2.10 приведены данные, характеризующие эволюцию системы Земля — Луна, причем за независимую переменную взято расстояние между Землей и Луной r в радиусах Земли. Отличие в численных данных, полученных Голдрайхом из двух различных выражений для торков по Мак Доналду [5] и Каула [18], совершенно не ощутимо. Неучет солнечных приливов мог бы сказаться лишь для орбиты Луны, близкой к современной, однако различия в этой области в двух подходах незаметны.

Перейдем к интерпретации численных результатов Голдрайха. Кривые для всех трех углов наклонов: земного экватора к эклипстике, лунной орбиты к эклипстике и орбиты к экватору — испыты-

вают раздвоение в некоторой области. Верхняя и нижняя ветви кривых в области раздвоения определяют соответственно максимальные и минимальные значения углов за период прецессии, характер которой меняется в ходе приливного отодвигания. Теория прецессии спутниковой орбиты, наклоненной к экватору планеты и к эклипстике, разработана Тиссераном [20]. Качественно она сводится к тому, что для близких спутников осью прецессии орбиты с большой точностью является ось вращения планеты, а для удаленных — ось эклиптики. Переходная зона от близких к удаленным довольно узка, в связи с тем, что соответствующие моменты сил K_2 (солнечный торк на орбиту спутника) и L (торк от экваториального вздутия планеты) относятся как a^5 . Поэтому в ближней зоне доминирует L , а в дальней — K_2 . В переходной зоне осью прецессии является прямая, проходящая внутри угла, образованного осями экватора и эклиптики. Плоскость, перпендикулярная к фактической оси прецессии орбиты, называется «собственной плоскостью», она всегда расположена между плоскостями экватора и эклиптики. Середина переходной зоны $a_{\text{крит}}$ может быть найдена из приравнения $K_2 = L$ (см. формулу (15) в прил. 1), что дает

$$\left(\frac{a}{R}\right)_{\text{крит}} \cong \left[\frac{4I}{3} \frac{M}{M_{\odot}}\right]^{1/5} \left(\frac{a_{\odot}}{R}\right)^{3/5}, \quad (2.39)$$

где M и M_{\odot} — массы Земли и Солнца соответственно, a и a_{\odot} — расстояние спутника до планеты и Солнца, R — радиус Земли.

При современном вращательном моменте Земли $a_{\text{крит}} \cong 10R$; с учетом перераспределения момента в прошлом, при более быстром вращении Земли и при соответственно большем I , $a_{\text{крит}} \cong 17R$. Естественно, что при современном расстоянии Луны $60,3 R$ осью прецессии ее орбиты с большой точностью является ось эклиптики, а в прошлом при $a < 10R$ этой осью служила ось вращения Земли. График для угла наклона лунной орбиты к экватору показывает, что никогда в прошлом он не обращался в нуль, в минимуме составлял 10° на расстоянии около $10R$. Подобный вывод был сделан нами ранее [21] на основании работ Мак Доналда [5] и Сорокина [22], сделавших расчеты для задачи двух тел (Земля и Луна) и поэтому оперировавших со средними значениями угла. Их кривые нанесены для сравнения на рис. 3.5 (см. след. главу). На более близких расстояниях угол ϵ был бы заметно больше 10° как в рассмотренных случаях, так и при учете членов более высокого порядка в разложении приливного потенциала [11].

Этот результат крайне важен для понимания прошлого Луны. Во-первых, трудно представить эволюцию орбиты единой целой Луны, начиная с расстояний ближе, чем $10 R$. Постоянное несоответствие плоскости орбиты Луны с плоскостью экватора Земли свидетельствует как против ее отделения от Земли, так и против ее аккумуляции из околоземного роя мелких спутников на очень

близкой орбите около Земли. Для частей роя, расположенных близко к Земле, плоскостью симметрии должна быть плоскость экватора Земли, подобно тому, как кольца Сатурна обращаются в плоскости его экватора. Орбита Луны, сформировавшаяся вблизи от Земли, должна была бы унаследовать положение плоскости симметрии роя, т. е. обращаться в плоскости земного экватора, чего, как мы видим, никогда не было (см. рис. 3.9). Во-вторых, мало вероятно аккумуляция Луны на больших расстояниях, начиная с $30R$ и далее. Рой, обращающийся вокруг Земли в дальней зоне, имел бы плоскость симметрии, совпадающую с эклиптикой, и Луна, выросшая в такой зоне, также обращалась бы в плоскости эклиптики.

Голдрайх считает единственно возможной для аккумуляции Луны зону между 10 и $30R$, поскольку в этой области угол, полученный из расчетов, примерно такой же, как и наклон «собственной плоскости» к экватору Земли. Вследствие неупругих столкновений частиц роя орбиты частиц должны стремиться занять положения, близкие к «собственной плоскости», которая в этой зоне находится между экватором и эклиптикой. Правда, здесь нет условий для образования очень тонкого диска (типа колец Сатурна) с четко выраженной плоскостью симметрии, и это, по мнению Голдрайха, свидетельствует не в пользу гипотезы аккумуляции. Мы не считаем этот довод важным; в четвертой главе будет специально оценена упорядоченность околоземного роя, в котором возможна аккумуляция спутника. Вопросы аккумуляции Луны и дальнейшей эволюции ее орбиты будут рассмотрены более широко. Здесь же подчеркнем, что важный результат Голдрайха пригоден для модели системы Земля — Луна, в которой Луна является всегда единым телом и обращается всегда по круговой орбите, на которую действуют лишь приливное трение и возмущающие силы от Солнца и экваториального вздутия Земли. Считается, что в системе нет каких-либо катаклизмов, скачкообразных изменений положения земной оси в пространстве, слияния Луны с другими спутниками Земли или телами из межпланетного пространства. Между тем идея аккумуляции планет и спутников из более мелких тел обязательно предполагает столкновения с крупными массами [23, 24]. Таким образом, работа Голдрайха может прояснить приливную историю лунной орбиты лишь на постаккумуляционной, т. е. на геологической, стадии развития Луны и Земли.

§ 4. Геофизические следствия приливной эволюции

Одновременно с изменениями лунной орбиты вследствие приливного трения изменяются также положение земной оси в пространстве и скорость вращения Земли. На рис. 2.10, *a* показано, что ось вращения Земли была раньше менее наклонена к оси эк-

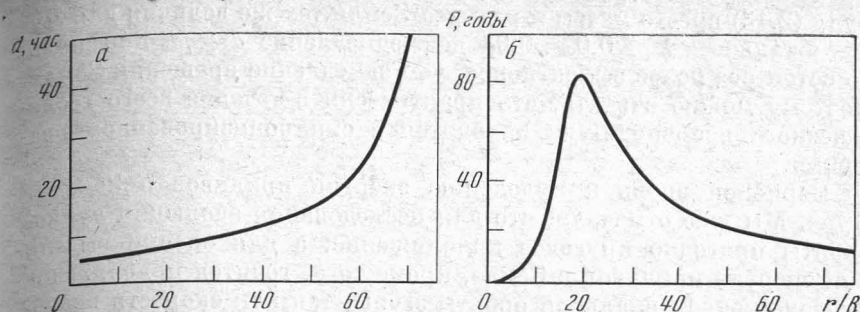


Рис. 2.11. Продолжительность суток (*a*) и период прецессии лунной орбиты (*b*)

Торки Дарвина — Каула с учетом солнечных приливов

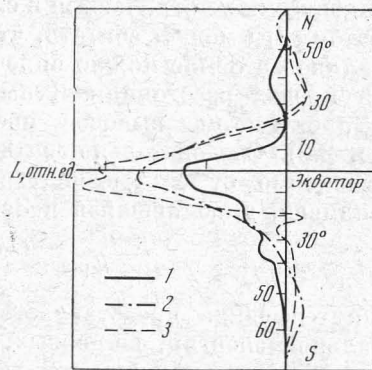


Рис. 2.12. Распределение тормозящего приливного момента L по волне M_2 для различных широтных зон в Мировом океане

липтики, чем в настоящее время, но никогда в геологическом прошлом не была с нею коллинеарна. В будущем приливное трение приведет к увеличению наклона земной оси. Скорость изменения этого угла во времени ничтожно мала: $1-2^\circ$ за 1 млрд. лет. На рис. 2.11, *a* показано изменение продолжительности земных суток в ходе приливной эволюции. Сходная картина получалась и ранее для круговой компланарной задачи двух тел (см. § 2). При самых близких возможных расстояниях Луны от Земли сутки равнялись $5-6$ час, и никогда не достигалось состояние ротационной неустойчивости Земли, при котором период ее вращения составлял бы $2,6$ часа. Это обстоятельство также свидетельствует против гипотезы отделения Луны от Земли, как и наклон ее орбиты к земному экватору. Осевое вращение Луны в настоящее время синхронизировано с обращением, и это состояние устойчиво. Каким было первоначальное вращение Луны, оценить невозможно, так как и энергия, и момент этого вращения в общем балансе системы пренебрежимо малы. Однако можно утверждать, что при любой начальной угловой скорости вращения, меньшей, чем скорость при ротационной неустойчивости, приливное замедление было весьма сильным, если добротность Луны Q того же порядка, как у Земли. Действительно, подстановка в фор-

мулу (2.13) вместо массы и радиуса Земли тех же величин для Луны, а также $K_{\zeta} = 0,02 \div 0,03$ дает замедление $d\Omega_{\zeta}/dt$ в несколько сотен раз более эффективное, чем замедление вращения Земли. Поэтому можно считать, что практически в течение всего геологического времени Луна находится в синхронизированном вращении.

Вернемся вновь к выделению энергии приливов в Земле и Луне. Мы уже отмечали, что для исследования эволюции лунной орбиты пригодно круговое приближение, а для оценки выделения энергии приливов в Земле, кроме того, годится приближение круговой экваториальной орбиты Луны, так как скорость вращения Земли и, следовательно, кинетическая энергия вращения практически не отличаются в случае конечного наклона ϵ и $\epsilon = 0$. Поэтому мы можем считать, что интегральное выделение энергии приливов в Земле можно определить по формуле (2.21), где нижний предел расстояния Луны от Земли следует брать равным $10R$, с учетом выводов предыдущего параграфа (см. также рис. 2.6). Следовательно, за всю геологическую историю Земли, независимо от ее диссипативных свойств, суммарная энергия приливов, выделившаяся в Земле, составила

$$E_{\text{прил}} \lesssim 2,8 \cdot 10^{37} \text{ эрг.} \quad (2.40)$$

Для геофизики представляет интерес распределение этой интегральной энергии, во-первых, между океаном и твердой Землей и, во-вторых, между различными слоями в недрах Земли.

Распределение диссипирующей энергии приливов между океаном и твердой Землей до сих пор точно не известно. Если все изменение скорости вращения Земли, выявляемое из астрономических наблюдений, отнести за счет приливного трения, то создаваемый закручивающий торк между Землей и Луной составит $L_{\zeta} = 3,9 \cdot 10^{23} \text{ дин} \cdot \text{см}$, а соответствующее полное выделение энергии в Земле — около $2,7 \cdot 10^{19} \text{ эрг/сек}$, параметр Q , соответствующий всей Земле, — около 13. В последнее время выясняется все большая роль земных океанов в диссипации приливной энергии. В дополнение к приливному трению в мелководных морях и проливах обнаруживаются колебательные процессы в глубоководных частях океана, которые также являются «диссипаторами» энергии [25]. Подтверждением этому служит прямой подсчет приливного торка от всей водной массы океанов, проведенный М. В. Кузнецовым и Н. Н. Парийским [13, 26] по современным котидальным картам К. Т. Богданова и В. А. Магарика, Асада и Пекериса и Цахеля (кривые 1—3, рис. 2.12). Торк оказывается больше «астрономического», приведенного выше, а именно $(7-8) \cdot 10^{23} \text{ дин} \cdot \text{см}$. Следовательно, должны существовать внутренние процессы в Земле, ускоряющие ее вращение (например, опускание к центру более тяжелых масс), чтобы компенсировать приливное замедление вращения, которое при столь большом

торке было бы больше «астрономического». Полная величина диссипирующей сейчас энергии не может быть измерена непосредственно. Она выводится «по торку»; если верны новые данные, то диссипация в океанах должна превышать величину $2,7 \cdot 10^{19} \text{ эрг/сек}$. Это не означает, что на долю твердых приливов теперь не остается диссипирующей энергии. Запаздывание по фазе твердых приливов в Земле реально существует [9], оно порядка 1° , хотя из наблюдений его еще трудно оценить точно, почему нет и достаточно уверенной оценки энергии, диссипирующей в недрах.

Аналогичные явления существуют и на других планетах Солнечной системы: резонансное вращение Меркурия, торможение вращения Венеры, синхронизированное вращение спутников Марса и Юпитера, наконец, отсутствие спутников у Меркурия и Венеры — все эти явления могут быть объяснены лишь при наличии диссипативных процессов в недрах твердых планетарных тел, лишенных океанических оболочек (см. гл. 6).

В настоящее время представляется вероятным, что в твердой Земле, а именно в слоях или участках с пониженными значениями Q , диссипирует приливная энергия порядка 10^{19} эрг/год . Для термике всей Земли в целом — это лишь незначительный добавок к радиогенному теплу, которое выделяется примерно в 20 раз больше. Однако из-за неравномерного распределения в Земле участков с пониженной вязкостью, в которых диссипирует подавляющая часть приливной энергии, в Земле могут создаваться температурные неоднородности [27].

Рассчитаем для примера тепловой режим такой неоднородности, представляющей часть плоскопараллельного слоя в верхней мантии Земли, в котором сосредоточена большая часть выделения тепла приливов. Шаровой слой толщиной ΔR имеет объем примерно в $3\Delta R/R$ раз меньший, чем объем Земли. Предположим, что эффективным диссипатором является не весь слой, а лишь примерно половина его, например, протяженные очаги в низких и средних широтах, где наиболее значительны приливные деформации. Тогда при толщине слоя $\Delta R \approx 200 \text{ км}$ вклад приливной энергии будет такой же, как вклад радиоактивности, которая подразумевается равномерно распределенной по всей толще мантии. В случае слоя, близкого к поверхности, можно применить задачу для плоского полупространства, так как решение задачи для плоских слоев отличается от решения для сферических слоев не более чем на 10%, если глубина слоев не превосходит 500 км [28]. Как известно, решение неоднородного уравнения теплопроводности для плоского полупространства

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{H(x, t)}{C\rho} \quad (2.41)$$

с начальными и краевыми условиями

$$T(x, 0) = T_1(x), \quad T(0, t) = 0, \quad (2.42)$$

где $x = 0$ на поверхности Земли можно представить в виде суммы решения для однородного уравнения (без источников) с приведенными начальным и краевым условиями и решения неоднородного уравнения (с учетом функции источников $H(x, t)$) и нулевой начальной температурой

$$T(x, t) = T_2(x, t) + \vartheta(x, t), \quad (2.43)$$

где $\vartheta(x, 0) = T_1(x)$, $\vartheta(0, t) = 0$, $T_2(x, 0) = 0$, $T_2(0, t) = 0$,

причем

$$T_2(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}C\rho} \int_0^t d\tau \int_0^\infty \frac{H(\xi, \tau)}{\sqrt{k(t-\tau)}} \left\{ \exp\left[-\frac{(x-\xi)^2}{4k(t-\tau)}\right] - \exp\left[-\frac{(x+\xi)^2}{4k(t-\tau)}\right] \right\} d\xi. \quad (2.44)$$

Истинная температура на данной глубине является суммой величин $T_2(x, t)$ и $\vartheta(x, t)$. Однако для нашей цели определения избыточной температуры, связанной с дополнительными источниками тепла, которые «включаются» на какой-то стадии тепловой истории, достаточно только оценки величины T_2 , т. е. температуры среды, разогревающейся от 0° с момента «включения» и основных, и дополнительных источников. Величина $\vartheta(x, t)$ отражает тепловую предысторию модели ($\vartheta(x, 0) = T_1(x)$), а также как бы является фоном, на котором происходит интересующее нас явление, потому что $\vartheta(x, t)$ означает температуру остывающей среды, лишенной источников. Зададим функцию $H(x, t)$ в виде

$$H(x, t) = \begin{cases} H_r(t), & 0 \leq x \leq h_1, \\ H_r(t) + H_e(i), & h_1 \leq x \leq h_2, \\ H_r(t), & h_2 < x < \infty. \end{cases} \quad (2.45)$$

Тогда интеграл по ξ можно разбить на три интеграла с пределами, соответствующими (2.45). Подстановка $(x \pm \xi)/\sqrt{4k(t-\tau)} = \alpha$ дает:

$$T_2(x, t) = T_2^{(r)} + T_2^{(e)} = \frac{1}{C\rho} \int_0^t H_r(\tau) \Phi\left(\frac{x}{\sqrt{4k(t-\tau)}}\right) d\tau + \frac{1}{2C\rho} \int_0^t H_e(\tau) \left[\Phi\left(\frac{x-h_1}{\sqrt{4k(t-\tau)}}\right) - \Phi\left(\frac{x-h_2}{\sqrt{4k(t-\tau)}}\right) \right] + \Phi\left(\frac{x+h_1}{\sqrt{4k(t-\tau)}}\right) - \Phi\left(\frac{x+h_2}{\sqrt{4k(t-\tau)}}\right) d\tau, \quad (2.46)$$

где Φ — интеграл ошибок.

Эта формула удобна тем, что здесь первый член в правой части ($T_2^{(r)}$) описывает нагревание от 0° однородной модели с равномерно распределенными радиоактивными источниками $H_r(t)$, а второй член ($T_2^{(e)}$) определяет температурную добавку, обусловленную приливным тепловыделением $H_e(t)$ в слое между h_1 и h_2 . Величина этой добавки остается без изменения и над полной температурой, в которую входит $\vartheta(x, t)$. Если теперь положить $H_r(t) = \text{const}$ и $H_e(t) = \text{const}$, что практически справедливо для последнего миллиарда лет, то можно проинтегрировать (2.46) и получить формулу для вычислений в виде

$$T_2(x, t) = \frac{H_r}{C\rho} \left[\left(t + \frac{x^2}{2k} \right) \Phi\left(\frac{x}{\sqrt{4kt}}\right) + \frac{x\sqrt{t}}{\sqrt{\pi k}} e^{-x^2/4kt} - \frac{x^2}{2k} \right] + \frac{H_e}{2C\rho} \sum_i (-1)^n \left[\left(t + \frac{x_i^2}{2k} \right) \Phi\left(\frac{x_i}{\sqrt{4kt}}\right) + \frac{x_i\sqrt{t}}{\sqrt{\pi k}} e^{-x_i^2/4kt} - \frac{x_i^2}{2k} \right], \quad (2.47)$$

где $x_1 = x + h_1$, $x_2 = x + h_2$, $x_3 = |x - h_1|$, $x_4 = |x - h_2|$ и n принимает четные или нечетные значения в случаях:

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$
$x \leq h_1 \leq h_2$	четн.	нечетн.	нечетн.	четн.
$h_1 < x < h_2$	четн.	нечетн.	четн.	четн.
$h_2 \leq x$	четн.	нечетн.	четн.	нечетн.

На рис. 2.13 приведено решение для $T_2(x, t)$ при $H_e/C\rho = = H_r/C\rho = 10^{-14}$ град/сек; при $C = 0,2$ кал/г·град и $\rho = 3,5$ г/см³ это соответствует $H_e = H_r = 0,7 \cdot 10^{-14}$ кал/см³·сек, т. е. характерному для хондритов выделению тепла. Величина H_r в данном случае создает однородный фон, и его численное значение не влияет на величину избытка температуры. Обычно же при расчетах теплового режима Земли в целом для мантии берут меньшее значение H_r (учитывая обеднение мантии радиоактивными элементами). Коэффициент температуропроводности k принимался равным $0,01$ см²/сек. В рассмотренном числовом примере «слой диссипации» выбран близко к поверхности ($h_1 = 100$ км, $h_2 = 300$ км); таким образом, вся рассмотренная зона лежит в области сильного оттока тепла, что понижает все избыточные тепловые эффекты. Несмотря на это, избыточная температура в слое (h_1, h_2) и его окрестностях достигает за 100 млн. лет 30° , а за 1 млрд. лет 100° вследствие распространения избыточного тепла в близлежащих слоях. Эта оценка не является максимальной, избыточная температура могла бы достигнуть и более высоких значений, если «слой диссипации» был бы глубже. Здесь важно только то, чтобы механизм дополнительного нагревания действовал достаточно

длительное время. Коэффициент вязкости и время релаксации очень сильно зависят от температуры [29]: при температуре вещества 1600—1800° К, характерной для глубин 200—300 км, ее изменение на 100° приводит к изменению коэффициента вязкости в 10 раз. Коэффициент вязкости также очень сильно зависит от свойств кристаллической структуры вещества мантии, которые могут различаться от места к месту на одной и той же глубине. Эти обстоятельства должны, по-видимому, обусловить непостоянство коэффициента вязкости внутри слоя, где он достигает минимальных значений. Это и может привести к созданию «очагов» диссипации энергии приливов в Земле и к усилению вначале небольших температурных неоднородностей за счет избыточного

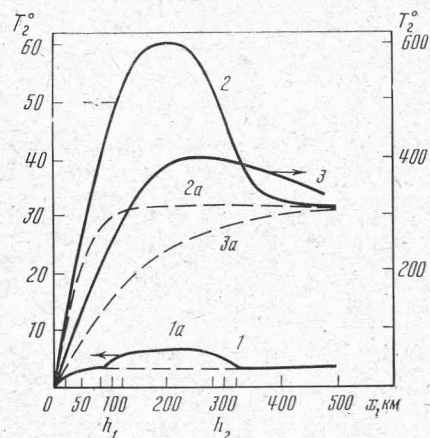


Рис. 2.13. Разогревание верхних слоев Земли с однородным распределением радиоактивных элементов (пунктир) и дополнительными (приливыми) источниками тепла в слое (h_1 , h_2) (сплошная линия)

Кривые 1—3 — температуры верхнего слоя Земли через 10^7 , 10^8 и 10^9 лет после начала разогрева

нагрева в «очагах». Нагрев приливами недр Луны, как уже отмечалось выше, незначителен (см. § 3 наст. главы).

Рассмотрение приливной эволюции лунной орбиты показывает, что в прошлом Луна была более близким к Земле и более регулярным спутником. Эксцентриситет орбиты и наклон ее к экватору Земли были меньше современных, хотя экватор и орбита никогда не были компланарны. Это накладывает ограничение на величину начального расстояния Луны от Земли. Луна не могла отделиться от Земли, а также сформироваться как единое тело на расстояниях меньше $10 R$ и больше $30 R$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Darwin. On the precession of a viscous spheroid and on the remote history of the Earth.— Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1879, 170, 447.
2. G. H. Darwin. On the secular change in the elements of the orbit of a satellite revolving about a tidally distorted planet.— Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1880, 171, 713.

3. Г. А. Чеботарев. Аналитические и численные методы небесной механики. М.—Л., «Наука», 1965.
4. Е. Л. Рускол. Приливная эволюция системы Земля—Луна.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 2, 216.
5. G. J. F. Mac Donald. Tidal friction.— Revs. Geophys., 1964, 2, № 3, 464. Русск. перев. в сб.: Приливы и резонансы в Солнечной системе. М., «Мир», 1975.
6. Г. Г. Петрова. Определение изменения большой полуоси и эксцентриситета лунной орбиты в прошлом в результате приливного трения. Дипл. работа, физфак. МГУ, 1965.
7. Б. Бодри. Влияние приливной диссипации энергии на начальную температуру Луны.— Ann Univ. Scient. Budapest. Tomus XVII, 1973.
8. P. Goldreich. On the eccentricity of satellite orbits in the Solar system.— Monthly Notices Roy. Astr. Soc., 1963, 128, № 3, 257. Русск. перев. в сб.: Приливы и резонансы в Солнечной системе. М., «Мир», 1975.
9. В. Манк, Г. Мак Доналд. Вращение Земли. М., ИЛ, 1964.
10. Н. Н. Парийский. О влиянии земных приливов на вековое замедление вращения Земли.— Астроном. ж., 1960, 37, 543.
11. Г. Мак Доналд. Частное сообщение, 1965.
12. H. Gerstenkorn. Über Gezeitenreibung beim Zweikörperproblem.— Z. Astrophys., 1955, 36, 245.
13. М. В. Кузнецов. Расчет векового замедления вращения Земли по котидальным картам.— Изв. АН СССР, Физика Земли, 1972, № 12, 3.
14. G. W. Groves. On tidal torque and eccentricity of a satellites orbit.— Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, № 5.
15. Г. Н. Дубошин. Небесная механика. Основные задачи и методы. М., Физматгиз, 1963.
16. W. M. Kaula. Tidal dissipation in the Moon.— J. Geophys. Res., 1963, 68, 4959.
17. W. M. Kaula. Частное сообщение, 1964.
18. W. M. Kaula. Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution.— Revs. Geophys., 1964, 2, № 4, 661.
19. P. Goldreich. History of the lunar orbit.— Revs. Geophys., 1966, 4, 411. Русск. перев. в сб.: Приливы и резонансы в Солнечной системе. М., «Мир», 1975.
20. F. Tisserand. Traité de mécanique celeste, v. 4. Paris, 1896, p. 94.
21. E. L. Ruskol. On the past history of the Earth-Moon system.— Icarus, 1966, 5, № 3, 221.
22. Н. А. Сорокин. Об относительной ориентации земного экватора и лунной орбиты в отдаленном прошлом.— Астроном. ж., 1965, 42, 1070.
23. В. С. Сафронов. Размеры наибольших тел, падавших на планеты в процессе их образования.— Астроном. ж., 1965, 42, 1270.
24. V. S. Safronov, E. V. Zvjagina. Relative sizes of largest bodies during the accumulation of planets.— Icarus, 1969, 10, 109.
25. M. G. Rochester. The Earth's rotation.— Trans. AGU, 1973, 54, № 8, 769.
26. Н. Н. Парийский, М. В. Кузнецов, Л. В. Кузнецова. О влиянии океанических приливов на вековое замедление вращения Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 2, 3.
27. Е. Л. Рускол. О природе температурных неоднородностей в недрах Земли.— Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1965, № 4, 1.
28. Е. А. Любимова. Влияние перераспределения радиоактивных источников на термическую историю Земли.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1956, № 10, 1145.
29. В. Н. Жарков. Вязкость недр Земли.— Труды Ин-та физики Земли, 1960, № 11/178, 36.
30. Y. Kozai. The motion of a close Earth satellite.— Astron J., 1959, 64, 367.
31. Д. Брауэр, Дж. Клеменс. Методы небесной механики. М., ИЛ, 1964.

РАЗЛИЧНЫЕ ГИПОТЕЗЫ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЛУНЫ

Возраст Земли, по геохимическим оценкам, совпадает с возрастом наиболее старых каменных метеоритов, который равен 4,6 млрд. лет [1]. На основании измерений возрастов лунных пород сделан вывод, что возраст Луны составляет 4,5—4,6 млрд. лет [2]. Совпадение эпох образования всех тел, которые до настоящего времени исследовались химическими методами, подтверждает общность процесса, приведшего к возникновению тел планетной системы. До прямых определений возрастов небесных тел этот общий характер процесса постулировался из динамических особенностей Солнечной системы.

Несмотря на столь хорошее согласие механики и космохимии в подходе к планетной космогонии вообще, конкретный способ образования Земли и Луны не расшифровывается непосредственно из наблюдательных данных, добытых на поверхности этих тел. Надежды на то, что исследования поверхности Луны помогут раскрыть тайну происхождения планет земной группы, не оправдались. Поверхность Луны предстала перед исследователями в том виде, в котором она сформировалась в период от 3,9 до 3,1 млрд. лет тому назад, так как более поздние процессы изменили ее не слишком сильно. Но ранние этапы истории Луны оказались стертыми. Для того чтобы «достроить» прошлое Луны и представить себе первые 0,1—0,2 млрд. лет ее истории, необходимо «отфильтровать» многие факторы, наслоившиеся в начальный период ее существования. Этой очень сложной проблеме разгадки эволюции недр и поверхности Луны будет посвящена работа многих ученых в ближайшие годы.

Учет приливной эволюции лунной орбиты привлекает дополнительные сведения к выяснению истории Луны, ограничивая область возможных «стартов» при движении Луны вокруг Земли. Разработку модели образования Луны можно сравнить с проходкой подземного туннеля навстречу тому туннелю, который «роется» путем анализа современных наблюдательных данных. Оба туннеля соединятся в благоприятном случае построения пра-

вильной модели образования Луны. В настоящее время существуют три гипотезы образования Луны: 1) на орбите вокруг Земли; 2) путем отрыва от Земли; 3) путем захвата Землей с околосолнечной орбиты. Рассмотрим их поочередно.

§ 1. Образование Луны на околоземной орбите

Модель Института физики Земли. Образование Луны в виде отдельного тела на околоземной орбите является составной частью процесса, который, по идее О. Ю. Шмидта [3, 4], превратил околосолнечное газопылевое облако в систему планет. Схема Шмидта образования планет была развита на основе физико-механических соображений с целью объяснения основных динамических характеристик Солнечной системы, а также эволюции Земли как планеты. К сходным представлениям затем пришли на основе физико-химических и ядерно-физических данных авторы работ [5, 6]. Приоритет в развитии теории О. Ю. Шмидта принадлежит Институту физики Земли Академии наук СССР. В настоящее время в институте над этой проблемой продолжают работать сотрудники отдела эволюции Земли, созданного Шмидтом в 1946 г. Модель образования Земли из допланетного облака разработана в количественной форме В. С. Сафроновым [7]. В последнее время были сделаны первые попытки прямого моделирования на ЭВМ некоторых космогонических процессов, ранее изучавшихся методами газодинамики или статистической физики. Схема эволюции «машинного» допланетного облака в систему планет [8] фактически повторяет схему В. С. Сафронова.

В ее современной, количественной форме теория О. Ю. Шмидта оценивается во всем мире как одна из самых перспективных. В 1972 г. Французская академия наук провела специальный международный симпозиум в Ницце, посвященный критическому сопоставлению наблюдаемых данных с существующими моделями происхождения Солнечной системы. Модель Сафронова была одной из шести избранных для обсуждения (остальные пять — модели Альвена, Хойла, Шацмана, Камерона, Тер Хаара). Она по существу не встретила критики, тогда как другие модели серьезно критиковались [9]. Каула оценивает модель Сафронова как динамически наиболее обоснованную картину эволюции допланетного облака в систему планет при минимальной активности Солнца в прошлом и при минимальной массе облака [10].

Изложим вкратце последовательность событий в допланетном облаке в соответствии с моделью, разработанной в ИФЗ АН СССР. Каково бы ни было происхождение допланетного облака: захват его Солнцем или отделение от протосолнца в процессе сжатия, естественно приписать облаку «космический» или «солнечный» состав, т. е. 99% водорода и гелия и 1% остальных эле-

ментов в той же пропорции, как в Солнце. Это предположение согласуется с тем фактом, что две крупнейшие планеты Юпитер и Сатурн, на долю которых в настоящее время приходится 95% массы всех планет, в основном состоят из водорода и гелия. Дальнейшее развитие допланетного облака должно было идти по его внутренним законам, сообразуясь с притяжением Солнца и его излучениями. Другие звезды и галактики не должны были заметно влиять на Солнечную систему, так как ее размеры (в пределах орбиты Плутона) в десятки тысяч раз меньше, чем расстояния до ближайших звезд. В допланетном облаке должна была установиться температура, определяемая излучением Солнца, так как собственных источников энергии в облаке не было. Сейчас масса всех планет составляет 0,13% массы Солнца. Масса облака должна была превышать массу планет, потому что в его состав входили летучие газы, которые не вошли в планеты. Но если предположить, как это делает, например, Камерон [9, стр. 56], что вначале масса облака была намного больше 0,05 или 0,1 массы Солнца, скажем, равнялась двум-трем его массам, то возникают очень большие трудности с объяснением выброса излишков из пределов Солнечной системы.

Кроме того, массивное облако скорее всего эволюционирует не в систему планет, а в звездоподобный спутник Солнца [8]. При небольшой, по сравнению с Солнцем, массе облака средняя пространственная плотность материи в облаке была очень мала, сравнима с плотностью земных лабораторных вакуумов. В этих условиях ни одно вещество не могло находиться в жидком состоянии: возможно было лишь существование двух фаз — твердой и газообразной. После того как светимость Солнца уменьшилась до современной, на расстоянии Земли от Солнца за сравнительно короткое время (порядка 10^8 лет) должна была установиться температура около 0°C , поэтому все металлы и частично вода должны были находиться в твердом состоянии. В более удаленную область Юпитера и Сатурна доходило лишь сильно ослабленное излучение Солнца, и температура была, вероятно, ниже — 200°C . Здесь в замерзшем состоянии должны были находиться все низкоплавкие и летучие соединения: вода, метан, аммиак, углекислота и т. п. Но нигде в пределах допланетного облака (как, впрочем, и в межзвездных облаках) температура не падала так низко, чтобы водород и гелий могли замерзть на твердые частицы. Таким образом, допланетное облако состояло из газов водорода и гелия и из пылевых частиц, состав которых все более обогащался летучими веществами по мере увеличения расстояния от Солнца. Роль газового давления в облаке была невелика. Основной силой, регулирующей его движение, было тяготение Солнца, и облако вращалось вокруг него практически с кеплеровой круговой скоростью на всем протяжении.

Дальнейший ход событий зависел от того, были ли в облаке крупные вихревые (турбулентные) движения или оно вращалось

вокруг Солнца ламинарно. В случае турбулентного движения газ и пыль перемешиваются, облако имеет вид толстого тора без заметного разделения этих двух компонентов. Рост твердых тел возможен только путем объединения отдельных частиц при их столкновениях. Образование массивных газовых планет здесь исключено. Однако крупные вихревые движения не могли бы поддерживать в облаке дольше 10 млн. лет [11], они должны были затухнуть. Пыль осела к центральной плоскости, и облако приняло вид газового тора с тонкой прослойкой по экватору из небольших твердых тел и частиц. Среди них еще не могло быть сколько-нибудь крупных тел. Эта стадия не обязательно проходила «одномоментно» во всем допланетном облаке, но тенденция к собранию пылевого компонента в тонкий диск была повсюду.

В период такого «уплощения» относительные скорости пылевых частиц были малы, вероятно, не более нескольких метров в секунду. В этих условиях возможно слипание силикатных частиц друг с другом, тогда как металлические частицы, как правило, не слипаются [12]. Кроме прямого роста тел путем слипания, в тонком пылевом слое из-за его гравитационной неустойчивости возможно образование пылевых сгущений смешанного состава. Столкновение сгущений быстро приводило к их объединению друг с другом, укрупнению и превращению в сплошные твердые тела с поперечниками в десятки или сотни километров. Взаимное притяжение крупных тел искажало их упорядоченное движение по круговым орбитам вокруг Солнца. Скорости тел при столкновении возросли до нескольких сотен метров или даже нескольких километров в секунду. Это облегчало «сваривание» друг с другом металлических (в основном железных) частиц и, напротив, приводило к дроблению небольших силикатных тел. Такое различие в поведении железа и силикатов наблюдается в широком диапазоне «космических» скоростей — от 1,5 до 10 км/сек [12, 13]. Окислы металлов, в частности железа, также разрушаются при ударах с «космическими» скоростями, но есть указания на то, что осколки их дробления несколько крупнее, чем, например, у окиси кремния — главного компонента каменных тел (см. § 3 гл. 5). Очень важен для планетной космогонии тот факт, что столкновения частиц происходят всегда неупруго, с потерей части их кинетической энергии на тепло, дробление, деформацию и разброс осколков.

Изучение функции распределения многих космических тел, подвергающихся столкновениям с весьма разнообразными скоростями, — необычайно трудная задача. Результат столкновения (слипание или дробление, размеры конечных продуктов) зависит от многих факторов: скорости при ударе, состава тел, формы тел, монолитности. Лабораторные данные в нужном диапазоне скоростей имеются лишь для металлических и каменных тел. Для тел, содержащих летучие компоненты, лабораторных данных по столкновениям вообще нет. Поэтому возможен лишь некоторый усредненный подход к задаче. Он несколько облегчается тем, что

главным фактором, регулирующим процесс коагуляции в допланетном облаке, является масса тел.

Крупные тела, независимо от состава, имеют тенденцию к росту, а средние и мелкие разрушаются и постепенно вычерпываются крупными. Из теории следует, что при столкновениях твердых тел в их ансамбле устанавливается распределение по массам, хорошо представляемое обратным степенным законом $N(m)dm \sim m^{-q}dm$, где $q \approx 1,8$ [14, 15]. При этом значении q наблюдается замечательная закономерность: большая часть вещества (массы) заключена в крупных телах, а большая доля суммарной поверхности принадлежит мелкому компоненту ансамбля. Степенной закон нарушается лишь на концах распределения: для самых мелких и самых крупных тел. Частицы с размерами меньше $10^{-5} - 10^{-6}$ см подвергаются дополнительным эффектам: световому отталкиванию, испарению из-за большой кривизны поверхности, и их роль в общем ансамбле незначительна. Напротив, крайне велика роль самого крупного тела в ансамбле. Тенденции роста таковы, что это тело «отрывается» от конкурентов на несколько порядков по массе и становится единственным зародышем планеты. В зоне Земли, например, ее зародыш, «тело № 1», был в активной стадии роста примерно в 10^3 раз массивнее «тела № 2», которое в конечном счете было им поглощено. Разделение допланетного облака на автономные «зоны питания» отдельных крупных зародышей вытекает из распределения масс и скоростей допланетных тел. Чем больше на данном расстоянии «поверхностная» плотность вещества (т. е. масса столба с единичным сечением, перпендикулярного к центральной плоскости облака), тем крупнее здесь допланетные тела, массивнее зародыш, шире зона его питания. В пределе, когда зародыш велик (скажем, в несколько раз массивнее современного Юпитера), все допланетное облако может стать единой зоной питания для звездообразного спутника Солнца. Переход от планеты к звезде, излучение которого поддерживается ядерными реакциями синтеза, лишь количественный. Известны звезды-карлики с массой всего $0,03 M_{\odot}$, т. е. в 30 раз больше массы Юпитера.

«Поверхностная» плотность σ в допланетном облаке обычно определяется добавлением к массе планет веществ, недостающих для совпадения с солнечным составом. Таким образом, в области земных планет σ могло достигать $5 \cdot 10^3 - 10^4$ г/см², но из них на долю конденсируемых веществ приходилось лишь $10-20$ г/см². Водород и гелий должны были диссипировать под действием солнечных корпускулярных потоков и в состав допланетных тел не вошли. Гидродинамическое воздействие газа на допланетные тела не могло быть значительным, так как плотность его не превышала 10^{-9} г/см³. В области Юпитера и Сатурна σ было бы около 100 г/см², если современный состав этих планет в точности «солнечный» и ничто не было потеряно из их зоны. Однако более вероятно, что σ было в несколько раз больше современного, так как

часть вещества в виде допланетных тел была выброшена из зон Юпитера и Сатурна возмущениями от массивных зародышей этих планет [16]. Процесс роста этих зародышей облегчался большим обилием льда и других замороженных веществ в допланетных телах. Когда зародыши Юпитера и Сатурна достигли приблизительно массы Земли (это была своего рода «критическая масса»), они должны были активно обрастать атмосферой из водорода и гелия. Следовательно, в зоне нашей Земли, масса которой близка к «критической», газ должен был уже успеть диссипировать до начала активной аккреции — присоединения газа к зародышу.

Аккреция — ускоряющийся процесс, при котором приращение массы планеты пропорционально квадрату массы; поэтому, раз начавшись, он идет до полного вычерпывания газа в зоне, обгоняя выбрасывание газа солнечными корпускулами. Только аккрецией газа можно объяснить современный состав Юпитера и Сатурна, который, судя по их низкой плотности, должен быть очень близок к составу Солнца [17]. Тела заметно меньшей массы, чем критическая, имеют в их зоне совершенно иной состав: спутники Юпитера и Сатурна, крупнейшие из которых сравнимы по массам с Луной, имеют средние плотности около $2,5-3$ г/см³, что говорит об их каменно-ледяном составе.

Средняя плотность Урана и Нептуна указывает на то, что их состав не может быть «солнечным». Водород и гелий входят лишь в состав атмосфер этих планет. Наиболее подходящим для них веществом и по космической распространенности, и по плотности (при соответствующих давлениях в недрах Урана и Нептуна) является вода с различными примесями [18]. Это обстоятельство имеет очень большое значение для понимания процессов на далеких окраинах допланетного облака.

Уран и Нептун формировались много медленнее, чем планеты земной группы, а также Юпитер и Сатурн. Это объяснялось двумя причинами: медленным вычерпыванием вещества из-за более медленного обращения Урана и Нептуна вокруг Солнца и более низкой плотностью вещества. За время роста Урана и Нептуна до критической массы водород и гелий успели в основном покинуть Солнечную систему¹. Кроме того, область Урана и Нептуна должны были покинуть и многие твердые допланетные тела; таков результат гравитационных возмущений со стороны более крупных зародышей планет на периферии планетной системы, где тяготение Солнца ослаблено. Если бы в зоне Урана и Нептуна вначале не было дополнительно в десятки раз больше конденсируемого вещества, то эти планеты просто не смогли бы вырасти до современных размеров за все время существования Солнечной системы (им понадобилось бы более 10^{10} лет [20]). Подсчеты по-

¹ Вопрос о диссипации газов из Солнечной системы не изучен в достаточной степени количественно, так как не известна интенсивность корпускулярного излучения раннего Солнца. Механизм диссипации разработан в [19].

казывают, что выброшенные допланетные тела из области планет-гигантов должны были частично попасть в Оортовское облако комет, которое находится у самых границ сферы действия Солнца [16]. Лишь сравнительно недавно выяснилось, что ядра комет состоят в основном из льда H_2O с примесями [21]. «Водяной» состав Урана и Нептуна, уверенно предсказываемый теоретически, хорошо согласуется с гипотезой о происхождении комет как выброшенных возмущениями допланетных тел — замороженных образцов вещества Урана и Нептуна.

Концепция О. Ю. Шмидта, развитая в ИФЗ АН СССР, объясняет с единой точки зрения происхождение основных физических и динамических особенностей планетной системы. В этой концепции образование спутников мыслится как процесс, сопутствовавший формированию планет. Сам О. Ю. Шмидт не успел исследовать этот процесс в количественной форме, однако в его брошюре «Четыре лекции о теории происхождения Земли» (1957) достаточно ясно высказана общая идея: «При образовании планет, в процессе сближения частиц с крупными зародышами планет, некоторые из частиц, сталкиваясь, настолько теряли скорость, что выпадали из общего роя и начинали обращаться вокруг планеты. Таким образом, около планетного зародыша образуется сгущение — рой частиц, обращающихся около него по эллиптическим орбитам. Эти частицы также сталкиваются, изменяют свои орбиты. В уменьшенном масштабе в этих роях будут происходить те же процессы, что и при образовании планет. Большинство частиц упадет на планету (присоединится к ней), часть же их будет образовывать околопланетный рой и объединяться в самостоятельные зародыши — будущие спутники планет... При осреднении орбит частиц, образующих спутник, последний приобретает симметричную, т. е. близкую к круговой, орбиту, лежащую в плоскости экватора планеты».

На основе этой идеи нами в ИФЗ АН СССР, начиная с 1960 г., разрабатывалась теоретическая модель образования Луны, которая подробно будет изложена в гл. 4 и 5, а ее применение к образованию спутников у планет — в гл. 6.

В данной главе мы хотим отметить принципиальную важность предпосылок о росте Земли для различных моделей образования Луны. Расчет роста Земли по модели, разработанной в ИФЗ АН СССР, приводит к продолжительности роста порядка 10^8 лет (подробнее см. гл. 4). Как будет отмечено далее, авторы других моделей образования Луны, соглашаясь в принципе с таким способом образования Земли, произвольно приписывают ему меньшую продолжительность, а именно 10^5 [22] или 10^6 лет [23]. Неявно столь же короткая шкала образования Земли используется в [24]. В некоторых схемах Камерона время роста Земли постулируется еще более кратким: 10^4 — 10^5 лет [25]. Следует подчеркнуть, что время роста Земли не может быть свободным параметром, оно вытекает по необходимости из всей концепции.

Модель Эпика. В литературе последних лет часто встречается выражение «модель Эпика» в применении к происхождению Луны. Она сводится к образованию вокруг Земли роя спутников в виде кольца типа колец Сатурна. Процесс аккумуляции Луны из таких колец идет достаточно быстро — за 10^2 — 10^5 лет. В качественной форме такое утверждение было сделано в 1961 г. [26]. В 1971 г. Эпик [27] признал идентичность своих представлений с ранее предложенной концепцией О. Ю. Шмидта, которая получила у нас дальнейшее развитие. Эпик отмечает, что образование Луны из спутникового роя — единственный приемлемый путь: «Следует подчеркнуть, что прямая конденсация Луны из газового состояния — довольно невероятное предположение. Даже если бы осуществились требуемые условия крайне низкой температуры и высокой плотности газа, Земля воспользовалась бы ими в первую очередь, превратившись в гигантскую планету типа Юпитера. Аккумуляция твердых частиц — единственный путь, которым могла образоваться Луна. Скорости падений на нее не должны были превышать 11 км/сек, иначе получилась бы потеря массы вместо аккреции, даже при современной лунной массе, для роста меньшей массы следовало бы наложить более низкий предел скоростей, до 2 км/сек и ниже. Отсюда неминуемое требование, чтобы аккумуляция имела место из какого-то кольца твердых частиц, в котором относительные скорости были бы малы» [27, стр. 136].

Логика рассуждений, которая привела Эпика к данному выводу, была независима от той, которая лежала в основе работ О. Ю. Шмидта и его сотрудников. Эпик всесторонне анализировал современные наблюдательные данные для малых тел Солнечной системы и по ним восстанавливал прошлое Луны. В своих многочисленных и очень детальных работах, посвященных Луне, он рассматривал строение и эволюцию ее поверхности; он внес много нового в теорию ударного кратерообразования, значительно укрепив ее позиции. Необычайная широта исследований тел Солнечной системы — от метеоров до планет-гигантов — дала ему возможность комплексного подхода к изучению Луны на основе всех имеющихся наблюдательных данных. Некоторые его предсказания блестяще подтвердились. Например, Эпик по метеорным исследованиям оценил привнос метеоритного вещества в лунный реголит в 2—3% [26], а химические анализы образцов, доставленных на Землю, дали для этого привноса 1,5—2% [24]. При современном уровне знаний функции распределения по размерам малых тел Солнечной системы это совпадение следует считать очень хорошим.

К своим представлениям о происхождении Луны на близкой орбите около Земли Эпик пришел собственным оригинальным путем. В 1961 г. он поставил задачу: по статистике эллиптических самых старых кратеров на видимой стороне Луны уловить следы большей приливной деформации, чем та, которая соответ-

ствует нынешнему расстоянию Луны от Земли. На photographиях, снятых с Земли, им было измерено отношение $(a - b)/a$ для 53 континентальных кратеров в пределах углового расстояния 12° от центра видимого диска Луны и еще для 125 кратеров в области между 50 и 70° от центра. Он исключил эллиптичность, связанную с проекцией лунного шара на плоскую фотопластинку. Оставшаяся эллиптичность должна была состоять из двух компонент: случайной компоненты, вызванной наклонным падением кратерообразующего тела, летевшего с ограниченной скоростью, и систематической компоненты, вызванной приливной деформацией Луны (за счет земных приливов) и вращением Луны вокруг ее оси. Для случайной компоненты Эпик получил средние эллиптичности около 0,070 для центральной области и 0,096 для области, близкой к лимбу, по которым, с учетом низких профилей кратеров, он заключил, что кратеры были образованы ударами с низкими скоростями порядка 3 км/сек в веществе с модулем сдвига в 5—10 раз ниже, чем у базальтов. По величине скорости можно заключить, что падающие тела приходили с околоземных орбит.

Для систематической компоненты эллиптичности в центральной области Эпик нашел некоторое преобладание меридионального распределения, которое могло бы соответствовать приливной деформации Луны на расстоянии $(4,5 \pm 0,4) R$. Для области вблизи лимба распределение эллиптичностей лучше всего соответствовало расстоянию $(8,1 \pm 1,1) R$. Отсюда следует вывод, что формирование Луны закончилось, когда Луна была на орбите с радиусом $(5-8) R$, и более поздняя бомбардировка уже не могла стереть с поверхности старый рельеф.

Следует отметить, что точность наблюдательных данных, которая привела Эпика к столь важному выводу, была все же недостаточной. Каула [28] отмечал желательность повторения исследования эллиптичностей кратеров на более современном материале, а именно, с помощью снимков Луны с космических аппаратов, ориентированных по звездам.

Отличие модели Эпика от нашей состоит главным образом в том, что в ней не связывается образование долунного кольца спутников непременно с неупругими столкновениями частиц в окрестности растущей Земли. Эпик рассматривает и такие возможности, как отрыв вещества от быстро вращающейся Земли и образование спутникового кольца вначале внутри предела Роша, а затем приливное отодвигание отдельных спутников (их должно быть не менее 1000) за этот предел и постепенная аккумуляция Луны.

Однако в этом случае, даже если бы удалось увеличить в нужной степени длительность приливного отодвигания мелких спутников (время отодвигания обратно пропорционально массе спутников), Луна получила бы экваториальную орбиту, что не согласуется с фактами.

Другая возможность, по мнению Эпика, связана с близким прохождением крупного тела (протолуны) в непосредственной близости около Земли и разрывом этого тела приливными силами Земли. (Недавно подобную же гипотезу высказал Митлер [29]). В таком случае твердые обломки тела с радиусом до 200 км могли бы выдержать разрушающее действие приливных сил и, очутившись вначале внутри предела Роша, затем выйти из него и начать собираться в Луну. В обоих случаях не требуется образования околоземного роа за счет соударений, однако обе возможности, рассмотренные Эпиком, скорее иллюстрируют неминуемость образования Луны из околоземного роа частиц, чем подтверждают гипотезы отрыва или захвата.

Другое отличие модели Эпика от нашей состоит в предположении более короткой шкалы роста Земли, $4 \cdot 10^5$ лет, которая нам представляется менее обоснованной (см. выше).

Модель Рингвуда. В 1960 г. Рингвуд высказал гипотезу об образовании Земли с одновременным выделением железного ядра, назвав ее одностадийной («single-stage») гипотезой [30]. Исходными составляющими он считал твердые частицы и тела с размерами в интервале от 1 до 10^6 см и составом типа углистых хондритов. Продолжительность аккумуляции принималась краткой (около 10^6 лет). В 1966 г. Рингвуд предположил, что побочным продуктом такой аккумуляции может быть образование Луны из первичной массивной и горячей атмосферы Земли, из которой при охлаждении, в виде осадков, выделился диск твердых частичек, содержавших меньше железа и больше летучих компонентов, чем вещество Земли: так называемая «гипотеза осаднения» («precipitation hypothesis») [31]. Когда в 1969—1970 гг. впервые выяснилось, что Луна обеднена летучими компонентами [24], Рингвуд внес поправку в эту гипотезу и сослался на отсев наиболее летучих веществ из первичной атмосферы Земли с помощью мощного корпускулярного излучения Солнца, которое, по предположению, было тогда звездой типа Т Тельца². В 1970 г. [23] его модель приняла следующий вид.

Не обосновывая краткость шкалы аккумуляции Земли, Рингвуд предполагает, что этот процесс шел при температуре от 1000 до 2000°C . Последовательность физико-химических превращений, которые, по мнению Рингвуда, происходили, хорошо видна на рис. 3.1.

Качественно картина сводится к тому, что в процессе роста Земли у нее развивается мощная первичная атмосфера из CO , H_2 и испарившихся силикатов, которая препятствует выходу тепла при аккумуляции. Земля образуется как бы «изнутри наружу»:

² Звезды типа Т Тельца (Т Tauri), по массе сходные с Солнцем, обычно связаны с межзвездными пылевыми облаками. Из этих звезд происходит значительное истечение вещества в виде потоков заряженных частиц — «звездный ветер», который на шесть-семь порядков превосходит современный «солнечный ветер».

внутри — хондритовое вещество, снаружи — восстановленные металлы. Такая конфигурация оказывается неустойчивой: металл (железо) проваливается в ядро, вследствие чего достигается температура 2000°C с выделением дополнительной энергии. В атмосфере Земли оказывается от 20 до 50% ее массы. При расширении и охлаждении атмосфера конденсируется в кольцо планетезималей вокруг Земли, из которого впоследствии образуется Луна.

При расширении атмосферы осаждение идет в порядке, обратном изображенному на рис. 3.1. Первые конденсаты, выпадающие при более высокой температуре, образуют крупные тела — до 10^7 см. Летучие компоненты, конденсирующиеся позднее, скорее

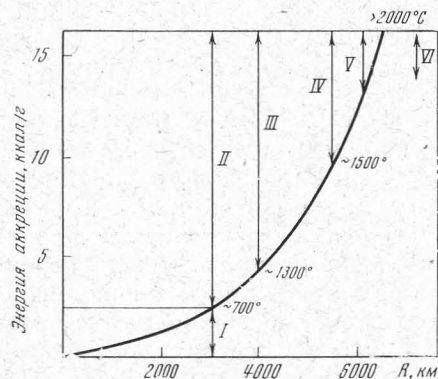


Рис. 3.1. Последовательность физико-химических превращений Земли при быстрой аккумуляции

всего образуют мелкие частички, которые увлекаются газом первичной земной атмосферы, сдуваемой при вспышках Солнца на стадии Т Тельца. В состав Луны входят преимущественно нелетучие кальциевые и алюминиевые силикаты, железо, MgSiO_3 . Отсортировка летучих соединений происходит главным образом из-за более ранней пресипитации нелетучих, которые образовали более крупные частицы (планетезимали). Летучие элементы Na, K, Rb, Cs, Zn, Hg, Cd, Cu, Ge, Pb, Tl, Bi, In, Ga, Sb, As, Br, J, Cl, Se и Te оказываются в Луне сильно обедненными. Рингвуд полагает, что окисление железа не было полным, частичное плавление смеси FeO плюс силикаты позволило выделиться металлу, вызвав недостаток сидерофильных элементов и низкое отношение $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+}$ с присутствием некоторого количества металлического железа. Время аккумуляции Луны из околоземного кольца Рингвуд принимает равным всего 80 годам, ссылаясь при этом на Эпика [26]. Естественно, что при такой быстрой аккумуляции

Луны из мелких частиц вся их гравитационная энергия не успевает излучиться в пространство, и верхние слои Луны оказываются нагретыми почти до плавления уже к концу ее роста.

Гипотеза Рингвуда имеет качественный характер, в ней рассматриваются только общие химические закономерности. Ее недостатком является пренебрежение механикой процесса. Время аккумуляции Земли принимается без каких бы то ни было динамических обоснований. Его значение, 10^6 лет, выбирается Рингвудом как нечто среднее между шкалой Хэнкса и Андерсона (10^5 лет) и шкалой Сафронова (10^8 лет). Наименее обоснованным, с динамической точки зрения, является образование околоземного кольца спутников из протяженной атмосферы. Под атмосферой обычно понимают газовую оболочку планеты, которая удерживается ее тяготением и которая вращается вместе с планетой. Для осаждения из атмосферы кольца спутников, обращающихся с кеплеровой круговой скоростью, требуется большой запас вращательного момента у всей атмосферы. Поскольку в атмосферу переходило до 50% массы всей Земли, естественно заключить, что и вся Земля, образующаяся по Рингвуду, должна была вращаться с кеплеровой круговой скоростью на экваторе, т. е. на пределе ротационной устойчивости. Можно оценить сразу момент количества движения протоземли ($H_{\text{пз}}$): при ее размерах, больших современного, этот момент был бы не меньше того, который соответствует вращению современной Земли с кеплеровой круговой скоростью, на экваторе, т. е. с периодом 1,5 часа.

Итак, для протоземли, выделяющейся из первичной атмосферы Луны:

$$H_{\text{пз}} \geq H_{\text{кр}} = I_{\text{кр}} \omega_{\text{кр}}, \quad (3.1)$$

где $I_{\text{кр}}$ — момент инерции Земли, соответствующий вращению со скоростью $\omega_{\text{кр}}$. Подставляя сюда $I_{\text{совр}} = 8,09 \cdot 10^{44}$ CGS < $I_{\text{кр}}$ и $\omega_{\text{кр}} = 12,6 \cdot 10^{-4}$, получаем

$$H_{\text{пз}} > 10 \cdot 10^{41} \text{ CGS}. \quad (3.2)$$

Известно, что суммарный момент количества движения современной системы Земля—Луна составляет $3,45 \cdot 10^{41}$ CGS. Следовательно, протосистема Земля—Луна должна была сбросить в пространство избыток момента, вдвое больший, чем весь этот суммарный момент. Выброс можно осуществить только с веществом, если при этом имеются достаточные силы. Однако в схеме Рингвуда из протосистемы Земля—Луна теряются только летучие компоненты из первичного состава типа углистых хондритов. В них же содержание летучих компонентов хотя, быть может, и немного больше, чем у Земли в целом, но все они составляют лишь несколько процентов по массе, а не $2/3$ по массе, как требовалось бы для потери вращательного момента.

Еще одна трудность гипотезы Рингвуда, общая для всех гипотез отделения Луны от Земли, — это расположение лунной ор-

биты в плоскости экватора Земли, которое противоречит расчетам приливной эволюции (см. предыдущую главу). Кроме того, ни одна из планет Солнечной системы, включая гиганты, не вращается на пределе ротационной неустойчивости: вращение всегда в несколько раз медленнее и моделирование вращения растущих планет приводит примерно к современным периодам, а не к гораздо меньшим периодам, соответствующим вращению на пределе ротационной неустойчивости [32—35].

Модель Андерса. Обнаружив в лунных базальтах дефицит летучих и низкоплавких и избыток тугоплавких элементов по сравнению с земными базальтами, Андерс с сотрудниками [24] пришел к выводу, что наилучшей с точки зрения химического состава следует считать модель образования Луны на околоземной орбите. Он оценил так называемую «среднюю температуру аккумулирующегося вещества» для Луны. Она оказалась равной 650°K , а аналогичная «температура» для Земли на $90\text{—}100^\circ\text{K}$ ниже, т. е. 550°K . Понятие этой «средней температуры» опирается на космогонические представления, которые подробно изложены в работах Ларимера и Андерса [36, 37], а также в статье [38].

По предположению все основные химические соединения в планетах земной группы и в метеоритах возникли в одну эпоху, когда горячее газовое допланетное облако остывало от начальной температуры около 2000°K , не имея собственных источников подогрева. Даже очень массивное облако, с массой порядка массы Солнца, тратит на это остывание не более 10^6 лет. Состав облака предполагается «космическим», газовое давление (в основном определяемое обилием атомарного водорода) в области астероидов, откуда на Землю приходят метеориты, принимается между 10^{-3} и 10^{-6} атм. Данный интервал давлений охватывает как модель массивного, так и немассивного допланетного облака. При этом по формулам, связывающим давление насыщающих паров с температурой для каждого конкретного вещества, можно рассчитать температуру конденсации твердых частичек из первичной газовой смеси. Это и сделано в работах Ларимера и Андерса.

Если теперь взять какой-то сложный конгломерат веществ, то можно вычислить для него некоторую «среднюю температуру» аккумуляции, которая определится как средняя температура конденсации для наиболее обильных компонентов, но обязательно с учетом содержания летучих компонентов. Они и являются, по представлению Андерса, основными «космотермометрами» смеси. В этом смысле и были оценены «средние температуры аккумуляции» Земли и Луны в 550 и 650°K .

Далее Андерс [24] сделал вывод, что такое различие в температурах говорит в пользу образования Луны на близкой орбите около Земли. Логика рассуждений здесь такова: Земля аккумулируется космогонически быстро, т. е. на стадии остывания допланетного облака, когда его температура еще не упала до значений,

определяемых облучением Солнца. На заключительной стадии роста, уже обладая спутником — Луной, Земля вбирает в себя больше легкоплавких веществ, чем Луна, потому что Луна движется на близкой ($5\text{—}10R$) орбите вокруг Земли с геоцентрической скоростью около 3 км/сек и имеет поэтому меньшее «сечение захвата» для частиц из зоны роста Земли, содержащих летучие компоненты. Находясь на более далекой орбите ($60\text{—}100R$), Луна бы обладала меньшей геоцентрической скоростью ($< 1\text{ км/сек}$) и захватила бы больше, чем нужно, летучих элементов.

Приведенный аргумент в пользу образования Луны на близкой орбите нам кажется не убедительным. Различие в химическом составе Земли и Луны, образующихся в одной зоне, можно объяснить по-другому (см. гл. 5). Механика роста Земли и Луны по Андерсу требует искусственно короткой временной шкалы ($\sim 10^6$ лет), причем этот малый интервал времени должен обязательно совпасть с другим, столь же коротким интервалом эпохи остывания облака.

§ 2. Образование Луны путем отделения от Земли³

Гипотеза о происхождении Луны путем отделения от Земли возникла в конце XIX в.

Расчеты Дж. Дарвина приливной эволюции лунной орбиты показали, что в прошлом Луна должна была находиться значительно ближе к Земле. Как отмечено в предыдущей главе, начальная орбита из таких расчетов не может быть определена, можно лишь отсечь маловероятные конфигурации. Точность расчетов Дарвина была невысока, и даже «расстояние теснейшего сближения», которое существует в задаче двух тел, не было найдено. Тем не менее гипотеза отделения Луны от Земли была им высказана. Дарвин [42] отметил, что если слить оба тела вместе, сохранив момент системы Земля—Луна, то такая масса вращалась бы с периодом около 4 час. Период полусуточной волны солнечных приливов тогда был бы равен 2 час. Предполагая, что основной период собственных колебаний Земли тоже составляет около 2 час, Дарвин заключил, что должен был возникнуть резонанс и высота приливного выступа должна была непрерывно возрастать, пока кусок вещества (Луна) не оторвался от Земли. Однако Джеффрис [43] показал, что внутреннее трение должно помешать приливному выступу развиться до требуемых размеров, так что разрыв из-за резонанса маловероятен. Кроме того, основной период собственных колебаний Земли менее 1 часа (54 мин), а не 2 часа, как полагал Дарвин.

³ О различных вариантах этой гипотезы написано много критических исследований. В этом параграфе мы будем использовать выводы из работ [24, 28, 39—41] и др.

Делались попытки обосновать гипотезу отделения Луны от Земли с помощью механики жидких вращающихся масс. Достаточно известен тот факт, что в работах Дарвина и Джинса, посвященных плавному разделению жидкой вращающейся массы на два компонента вследствие ротационной неустойчивости, содержались ошибки, выявленные затем А. М. Ляпуновым и Картаном [см. 44]. Эти работы в основном относились к однородным вращающимся телам. В работах Джеймса [45] идея о ротационной неустойчивости развивается в применении к политропным структурам, т. е. газовым или жидким телам со сферически-симметрич-

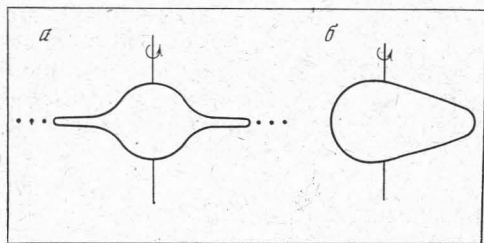


Рис. 3.2. Ротационная неустойчивость при: (а) $I < \frac{1}{4}MR^2$ — истечение с экватора, (б) $I > \frac{1}{4}MR^2$ — грушевидная фигура

ным распределением плотности ρ , связанной с давлением p формулой

$$p = k\rho^{1+1/n},$$

где n — индекс политропы; чем больше n , тем больше концентрация плотности к центру тела. Джеймс нашел, что в зависимости от n ротационная неустойчивость проявляется по-разному. При $n > 0,8$, когда безразмерный момент инерции $I/MR^2 < 0,28$, при достижении критической угловой скорости вращения должно происходить истечение вещества с экватора в тонкий диск, как показано на рис. 3.2, а. При $n < 0,8$ и соответственно $I/MR^2 > 0,28$ неустойчивость развивается через серию трехосных эллипсоидов, превращающихся затем в грушевидную фигуру, от которой отрывается массивный выступ (рис. 3.2, б).

Первый вид неустойчивости не применим к Земле в ее современном виде, так как в настоящее время $I_{\oplus}/MR^2 \approx 0,33 > 0,28$. Предположив маловероятное событие, что при образовании Земля была окутана мощной первичной атмосферой и что ее вращательный момент превышал в 3 с лишним раза современный момент системы Земля — Луна, значение безразмерного момента инерции можно было бы понизить до требуемого предела. Но в этом случае истечение вещества с экватора привело бы к отделению всего около 1/1000 доли массы центрального тела, что явно недостаточно для образования такого крупного спутника, как Луна.

Второй тип неустойчивости, по условию для момента инерции, мог бы быть применен к Земле с ее современным распределением плотности, если бы она была жидкой и быстро вращающейся.

Однако отделяющийся выступ здесь очень массивен: 10—20% от массы центрального тела. Его представляют обычно как следствие волнового возмущения в виде гармоник третьего порядка, наложенной на трехосный эллипсоид Якоби, который вращается вокруг самой короткой оси. «Перешеек» развивается по линии узлов сферической гармоник. Чтобы отделиться, массивный выступ должен вытянуться на расстояние, превышающее предел Роша. Неясна приливная устойчивость вновь образованной «капли». Наряду с проблемой выброса излишков здесь остается проблема избавления от излишнего вращательного момента, который более чем в 3 раза превосходит момент системы Земля—Луна.

Действительно, при общем моменте системы Земля—Луна, в 3—4 раза превышающем современную величину, удельный вращательный момент протоземли (т. е. величина H_{\oplus}/M_{\oplus}) был бы равен не менее $2 \cdot 10^{14}$ рад·см²/сек, что сильно выделило бы Землю из всех планет, которые обнаруживают некоторую эмпирическую зависимость между массой и удельным моментом [39] (рис. 3.3). По этой зависимости удельный момент протоземли не должен превышать $2 \cdot 10^{13}$ рад·см²/сек.

Далее, из ротационной неустойчивости естественно вытекает образование диска или отрыв грушевидного выступа в плоскости экватора центрального тела. Однако расчеты приливной эволюции показывают, что никогда в прошлом лунная орбита не была компланарна с земным экватором.

Гипотеза отделения Луны от Земли, опирающаяся на подобную механику, рассматривалась в работах [30, 31, 46, 47].

Делались также попытки найти источник энергии для отделения Луны от Земли. Буллен [48] связывает отрыв Луны от мантии Земли с предполагаемым мгновенным фазовым переходом силикатного вещества земного ядра в металлическое состояние (пока эта гипотеза не подтверждена экспериментально). При некоторых предположениях о физике перехода он должен сопровождаться мгновенным выделением огромной энергии — $3 \cdot 10^{38}$ эрг. Такой энергии с избытком хватило бы на отрыв и доставку Луны от поверхности Земли до ее нынешнего расстояния. Однако Буллен вообще игнорирует механику вращения. Между тем эта энер-

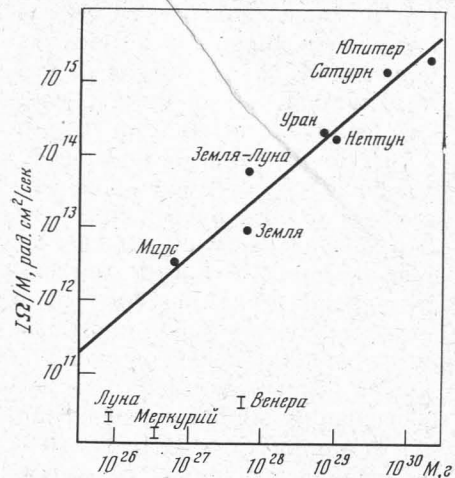


Рис. 3.3. Зависимость удельного вращательного момента планет $I\Omega/M$ от их массы

гия не могла сообщить выброшенной массе необходимый момент количества движения и поместить ее на круговую орбиту. Мы уже упоминали во второй главе, что как в настоящем, так и в прошлом лунная орбита была близка к круговой.

Несмотря на многочисленные трудности гипотезы отделения Луны от Земли, до недавнего времени продолжались попытки возродить ее в измененной форме. Наиболее странным применением механики вращающихся масс является гипотеза Литтлтона о происхождении Луны, высказанная им в статье [49]. Ранее в своей книге [44] Литтлтон дал обоснованный критический анализ математических ошибок и недоразумений, которые присутствовали в гипотезах об образовании двойных звезд путем деления жидких вращающихся масс. Теперь же Литтлтон, обращаясь к системе Земля — Луна, указывает на невозможность разделения единой вращающейся массы на два тела с отношением масс компонентов 81:1, как у Земли и Луны. Он предлагает «исправленный» вариант гипотезы отделения. В этом варианте первичная жидкая масса при ротационной неустойчивости разделяется на планеты — Земля и Марс с отношением компонентов 10:1. Из «перешейка» между этими массами собирается круглая «капля» — будущая Луна, которая непонятным образом попадает на околоземную орбиту, а Марс и Земля занимают подходящие им места в Солнечной системе. Гипотеза Литтлтона совершенно не убедительна с точки зрения небесной механики: орбиты Земли и Марса почти круговые, нигде не пересекаются; ничто не свидетельствует об их выделении из единой массы.

В противоречии с геофизикой и физикой Луны находится представление о том, что Земля и Луна были когда-то сплошь расплавленными. Земля бы при этом расслоилась и в ней прекратились бы тектонические движения, она стала бы «тектонически мертвой» [50], чего нет на самом деле. То же можно сказать о планете Марс, где, несомненно, имеется тектоническая деятельность [51]. Луна, хотя и близка в данный момент к состоянию «тектонического покоя», также не могла быть когда-то сплошь расплавленной, потому что ее базальты ни по возрасту, ни по химическому составу не могут быть продуктами единого магматического очага (см. гл. 1).

Поводом для возрождения гипотез отрыва Луны от Земли обычно служило близкое сходство средней плотности Луны ($3,34 \text{ г/см}^3$) и плотности пород верхней мантии Земли ($3,3—3,5 \text{ г/см}^3$). Это совпадение не случайно. На поверхности Луны огромные пространства залиты базальтами, сходными по типу с земными, а на глубинах, в десятки километров, вероятно, залегают породы, подобные ультраосновным породам мантии Земли, — об этом свидетельствует скорость сейсмических волн (см. гл. 1). Однако отличия химического состава лунных и земных базальтов таковы, что они не могут быть продуктами одной и той же тепловой и химической эволюции, как было бы, если бы Луна представляла

собой кусок мантии, отделившейся после образования земного ядра. Во-первых, эти отличия выявляются в содержании низкоплавких (летучих) веществ (см. рис. 1.9), которыми Луна сильно обеднена по сравнению с земными породами. По-видимому, обеднение произошло еще до аккумуляции Луны. Трудно представить себе потерю столь тяжелых элементов, как Pb, Bi, Tl (атомный вес равен ~ 200), с поверхности уже образовавшейся Луны. Если бы даже, в силу повышенной летучести, атомы этих элементов испарялись с расплавленных участков лунной поверхности, то из-за большого веса они скорее должны были бы осесть вновь где-то на поверхности Луны, а не ускользать в пространстве. И уж, конечно, никакой селективной диссипацией с поверхности Луны нельзя объяснить обогащенность ее пород тугоплавкими элементами Ti, Hf, Y, Sc, Zr и др.

Во-вторых, отличия лунных пород от земных проявляются в отношении сидерофильных элементов, которые в геохимических процессах являются как бы спутниками железа (Co, Ni, Pt, Ir, Os, Re, Pd, Rh, Ru, Au). Золота в лунных базальтах, например, в 10^2 раз меньше, чем в земных, а другие сидерофильные элементы входят в состав лунных пород в «неземных» пропорциях (см. рис. 1.8). Если бы состав Луны формировался еще в недрах мантии Земли, когда железо, по предположению, стекало в земное ядро, то содержание сидерофильных элементов в Луне и земной мантии было бы однотипным. Большие различия в относительных содержаниях этих элементов указывают на несходство химической эволюции Луны и мантии Земли.

Мы видим, что ни механика вращающихся масс, ни изучение приливной эволюции системы Земля — Луна, ни данные о химическом составе Луны не подтверждают гипотезу отделения Луны от Земли. Она представляет лишь некоторый исторический интерес.

§ 3. Захват Землей уже существующей Луны

Гипотеза Юри и ее логика. Предположения о захвате Луны Землей [52] построены на чисто химических аргументах. Они возникли в связи с трудностью объяснить образование этих тел из единой зоны питания, поскольку в этом случае, по мнению Юри, Земля и Луна имели бы одинаковый химический состав.

В 50—60-е годы суждения о химическом составе Луны строились лишь по данным о ее средней плотности. Наблюдаемая средняя плотность Луны равна $3,34 \text{ г/см}^3$, приведенная к стандартной температуре и давлению она составляла бы $3,38—3,41 \text{ г/см}^3$. Эти значения плотности все еще заметно ниже величин $3,5—3,7 \text{ г/см}^3$, характерных для хондритов, которые в начале 60-х годов считались прообразом нелетучей фракции допланетного вещества. Теперь более вероятным прообразом считают углистые хондриты.

Причиной различий в плотности Луны и хондритов, согласно Юри, должно быть относительное обеднение Луны железом: 11—14 вес. % по сравнению с 22—29 вес. % в хондритах. Другой возможностью было бы обогащение Луны летучими компонентами при равном содержании железа. Если приписать Луне среднее содержание наиболее бедных железом хондритов (так называемая LL-группа), пришлось бы добавлять около 10 вес. % графита или 2—3 вес. % воды. Но уже в то время Юри считал более правильным исходить из различий в содержании железа. Луна оказывалась намного беднее железом, чем хондриты, Марс (28% железа, по Юри) и Земля с железным ядром (28% железа по Юри и до 35% по современным оценкам). Гипотеза Рамзея о силикатном составе земного ядра лишь приблизила бы состав Луны к составу Земли, но все равно планеты земной группы оказались бы различными по составу, если учесть, что Меркурий намного богаче железом, а Венера содержит его не меньше, чем Земля с железным ядром.

Итак, Луна оказывалась «странным» объектом и по отношению к планетам земного типа, и по отношению к астероидам, которые являются родоначальниками метеоритов. В то время (начало 60-х годов) количество железа в нелетучей фракции вещества Солнца оценивалось всего в 6% с вероятной ошибкой примерно в 2 раза, т. е. оно было значительно меньше, чем в метеоритах. Юри сделал заключение, что Луна по количеству железа ближе всего к Солнцу. Отсюда последовал вывод о том, что Луна вначале образовалась как объект солнечного состава, т. е. включала более 99% H, He, C, N, O и лишь менее 1% всех остальных элементов. Такой объект по необходимости должен был обладать значительной массой: $2,2 \cdot 10^{28}$ г, т. е. в 3—4 раза массивнее Земли.

В те же годы Юри предложил космогоническую гипотезу, согласно которой в допланетном облаке с массой более $\frac{1}{3}$ массы Солнца имелись условия для гравитационной неустойчивости, и последняя привела к распаду облака на отдельные объекты с массой в сотни раз больше лунной. В зоне между кольцом астероидов и Юпитером типичная масса первичных тел составляла как раз $2,2 \cdot 10^{28}$ г. Их Юри и назвал «луноподобными» объектами. По предположению Юри, эти тела сталкивались друг с другом, теряли летучие компоненты и превращались в тела каменистого состава. На этой стадии столкновений одно из «луноподобных» тел каким-то не уточненным образом оказалось захваченным на околоземную орбиту.

Трудности этой концепции очевидны. Очень трудно себе представить (даже с учетом взаимных столкновений), что тело с массой, промежуточной между массой Земли и Урана, т. е. довольно массивная планета, может потерять летучие компоненты и превратиться в луноподобный объект (в прямом смысле, а не в смысле Юри). Отсортировка газов из самогравитирующего тела — процесс крайне медленный и не эффективный в космогонических

масштабах времени, как это было показано И. С. Шкловским [53] и Эпиком [54]. В более поздней работе Юри можно найти утверждение, которое свидетельствует о том, что он понимает трудности с диссипацией летучих элементов из первичных объектов: «Быть может, я ленив, а мать-природа не ленива; но я предпочитаю потерю газов до образования сильных гравитационных полей» [55]. Неясна и дальнейшая судьба множества остальных первичных объектов в модели Юри.

Остается добавить, что современные переоценки содержания железа в Солнце в сторону увеличения в несколько раз (до 7 раз) лишили гипотезу Юри одного из важных аргументов: предполагаемой особой близости состава Луны к составу Солнца.

Вторая, и не меньшая, трудность связана с механикой захвата луноподобного тела на околоземную орбиту. Рассмотрим этот вопрос более подробно, следуя [56]. Сам Юри не указывает конкретной схемы захвата, однако можно думать, что имеется в виду гравитационный захват. Нам представляется неприемлемой постановка вопроса о захвате Землей «луноподобного объекта» в первоначальном смысле Юри. Обладая массой в 3—4 раза большей массы Земли, такой объект в случае захвата сам бы мог стать центральным телом либо слиться с Землей в одну массу.

Рассмотрим вероятность захвата Землей Луны в ее современном виде. Такой захват в принципе осуществим при сближении трех тел: растущей Земли и двух тел, подобных по массе Луне. Сближение двух «лун» должно было произойти внутри гравитационной сферы Хилла, окружающей Землю⁴, а взаимное расстояние «лун» для перехода одной из них на околоземную орбиту не должно было превосходить их «гравитационный» радиус. Последний определяется тем «прицельным» расстоянием, на котором вектор скорости одного из тел поворачивается на угол порядка $\pi/2$. Дисперсия скоростей допланетных тел внутри зоны Земли определялась возмущениями наибольшего тела — растущей Земли — и была порядка $\bar{v} = \sqrt{Gm/\theta r}$, где m и r — масса и радиус Земли, а $\theta \approx 3$ — численный множитель [7]. Даже при $m = M_{\text{совр}}/2$ дисперсия скоростей тел внутри зоны составляет 3—4 км/сек и таким образом превышает параболическую скорость на поверхности луноподобного тела (для Луны эта скорость равна 2,4 км/сек). Если еще учесть, что, по предположению Юри, Луна приходит откуда-то из-за пояса астероидов, то она должна иметь геосетрическую скорость «на бесконечности» порядка 10 км/сек, т. е. встреча двух «лун» должна происходить с взаимной скоро-

⁴ Гравитационная сфера Хилла определяется как максимальная замкнутая поверхность, внутри которой возможно устойчивое, по Хиллу, движение спутников планеты. Ее радиус равен приблизительно $\mathfrak{R} \sqrt[3]{m/3M_{\odot}}$. Здесь \mathfrak{R} и M_{\odot} — расстояние от Солнца и его масса (см. гл. 4).

стью, заведомо превышающей параболическую скорость на их поверхности. В этих условиях гравитационный радиус тел меньше их геометрического радиуса. Гравитационный захват на почти круговую орбиту осуществляется к тому же лишь при весьма специальных условиях сближения. Отсюда следует, что вероятность захвата готовой Луны была меньше вероятности ее столкновения с подобным ей телом.

Покажем, что вероятность одного такого столкновения за все время роста Земли была меньше 10^{-2} , если даже все допланетные тела в зоне Земли были лунных размеров и каждое из них могло бы стать настоящей Луной. Вероятность захвата тела, прилетающего извне зоны Земли, была еще меньше.

Действительно, число столкновений тел размером a_i в единице объема в 1 сек составляет $2n^2\pi a_i^2\bar{v}$, где $n = \rho/m_i$, а все a_i и m_i одинаковы. Пространственная плотность ρ определяется количеством невычерпанного Землей вещества в зоне ее питания, т. е. $M_{\text{совр}} - m$, и объемом этой зоны. Примем обычные границы зоны от 0,8 до 1,3 а. е.; однородная толщина зоны $H = \pi\mathfrak{R}\bar{v}/2v_c$, а v_c — круговая гелиоцентрическая скорость на этом расстоянии. $v_c = \sqrt{GM_{\odot}/\mathfrak{R}}$. Отсюда

$$\rho \cong \frac{2(M_{\text{совр}} - m)v_c}{3\pi\mathfrak{R}^3\bar{v}}. \quad (3.3)$$

Число столкновений в 1 сек в сфере Хилла равно

$$\frac{dN}{dt} = 2 \frac{\rho^2}{m_i^2} \pi a_i^2 v \mathfrak{R}^3 \frac{m}{3M_{\odot}}. \quad (3.4)$$

Разделив dN/dt на скорость роста массы Земли (согласно [7], $dm/dt = 2\sqrt{GM_{\odot}/\mathfrak{R}^3}r^2(1+2\theta)\rho H$ (см. гл. 4)), получим полное число столкновений тел размером a_i за время роста массы Земли от m_0 до $M_{\text{совр}}$:

$$N = \int_{m_0}^{M_{\text{совр}}} \frac{(M_{\text{совр}} - m)\sqrt{\theta\delta_{\oplus}}}{2\pi^2\delta_i^2(1+2\theta)\sqrt{3\pi M_{\odot}\mathfrak{R}^4}a_i^4} dm, \quad (3.5)$$

где δ_i — средняя плотность тел, δ_{\oplus} — средняя плотность Земли. При $a_i = 1000$ км (луноподобный размер) и массе $M_{\text{совр}} = 6 \cdot 10^{27}$ г число столкновений, независимо от начальной массы Земли m_0 , меньше 10^{-3} . Таким образом,

$$N < 10^{-3}, \quad (3.6)$$

т. е. за все время роста Земли в сфере ее действия одно-единственное столкновение луноподобных тел при мажорирующих условиях, что все допланетные тела были одинаковыми и сравнимыми по массе с Луной, могло осуществиться с вероятностью, меньшей 0,1%. Вероятность же чисто гравитационного захвата на круговую

орбиту Луны, залетевшей из пояса астероидов, еще на несколько порядков ниже.

Если сохранить упрощающее предположение, что размер всех частиц в зоне питания Земли одинаков, т. е. $a_i = \text{const}$, то формула (3.5) является наглядной иллюстрацией того, как возрастает частота столкновений частиц возле Земли с уменьшением их размера a_i :

$$N \sim 1/a_i^4.$$

Это простое соотношение показывает, насколько легче захватить Луну «по частям», чем целиком. То же самое справедливо и при различных размерах частиц. Модель образования Луны из околоземного роя основана как раз на этом принципе. Подробное изложение этой модели дается в гл. 4 и 5.

Гипотезы о захвате Луны Землей на основе расчетов приливной эволюции системы Земля — Луна. Гипотеза о захвате Луны Землей, якобы обоснованная расчетами приливной эволюции лунной орбиты, получила широкую известность благодаря Альвену [57], который высказал ее в качественной форме.

Смысл этой гипотезы состоял в том, что Луна, двигавшаяся независимо от Земли вокруг Солнца, была захвачена Землей на весьма вытянутую и сильно наклоненную к экватору орбиту, которая затем, вследствие приливного трения, превратилась в тесную круговую орбиту с радиусом, равным пределу Роша $2,89 R_{\oplus}$. При этом Луна испытала частичное разрушение из-за приливных сил Земли. Одна часть обломков впоследствии выпала снова на Луну, образовав моря и кратеры, а другая упала на Землю, образовав земную кору. Дальнейшая приливная эволюция лунной орбиты позволила Луне отодвинуться на современное расстояние. Гипотеза о том, что земная кора «свалилась с Луны», а не выделилась из недр Земли путем дифференциации, противоречила данным геофизики и геохимии, и ее нельзя было принять всерьез. Однако удивительная эволюция орбиты Луны действительно была заимствована Альвенем из расчетов немецкого астронома Герстенкорна [58], хотя собственно захват Луны из этой работы не следовал, а частичное разрушение на пределе Роша вообще не предусматривалось, так как расчет был выполнен для постоянной массы Луны.

Работа Герстенкорна 1955 г. [58] была первой попыткой исследовать приливную историю системы Земля — Луна после классических работ Дарвина конца XIX в. Она привлекла к себе внимание именно благодаря гипотезе Альвена и стала весьма популярной. В печати затем оспаривались как численные выводы из этой работы, так и концепция захвата [39, 59—63], но Герстенкорн настаивал на их правильности [64], и лишь в 1968 г. он признал ошибочность некоторых своих оценок [65]. В 1969 г. была опубликована работа Герстенкорна [66], в которой изменилась (усложнилась) постановка задачи. Ее численные результаты за-

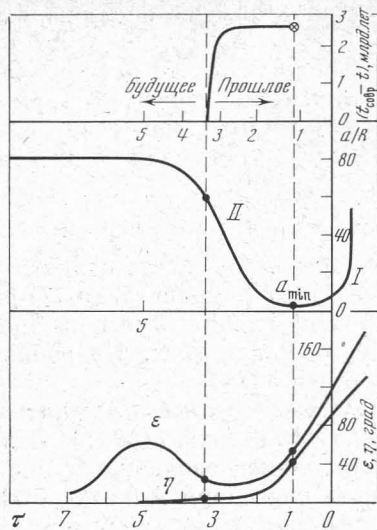


Рис. 3.4. Зависимости времени t и характеристик лунной орбиты a , ϵ и η от параметра τ

расчеты представляют чисто исторический интерес. Они сыграли немаловажную роль, стимулировав целый ряд новых исследований.

Результаты расчетов Герстенкорна [58] представлены на рис. 3.4, где параметр τ играет роль времени. Кривая для $a(\tau)$ состоит из двух ветвей: ветви сближения (I) до a_{\min} и ветви отодвигания (II). Примечательно, что a_{\min} совпало здесь с пределом Роша, равным $2,89R$ для жидкого спутника с плотностью Луны. Орбита Луны на ветви сближения сильно наклонена к экватору ($\epsilon > 45^\circ$), сначала — это параболическая орбита ($e \cong 1$) с обратным движением и с перигейным расстоянием $26,1R$. Продолжение расчетов в прошлое для $\tau < 1,06$, по-видимому, рассматривалось в то время Герстенкорном как чистый формализм, оправданный тем, что орбита Луны только касается опасного расстояния, но не входит внутрь него. В работе он называет интервал от настоящего времени до момента теснейшего сближения «прошлое вплоть до начального расстояния».

Однако в дальнейшем именно куску кривой, формально предшествующему a_{\min} , было приписано реальное значение, и он стал рассматриваться как ветвь приливной эволюции, следующая за моментом захвата [57]. В последние годы такие же взгляды можно встретить в работах Сингера [70].

Концепция захвата на базе подобных расчетов уязвима по следующим причинам.

метно отличаются от результатов работы [58], делая захват Луны еще менее правдоподобным.

Обсуждение в печати гипотезы захвата Луны со ссылками на Герстенкорна было столь широким, что трудно было бы дать полную библиографию всех этих публикаций. Захват Луны даже иногда называли «событием Герстенкорна» [67] и рассматривали его всевозможные геологические и даже палеонтологические следствия. В работе Мак Доналда [39] содержалась критика захвата по Герстенкорну и выдвигалась собственная концепция о происхождении Луны из нескольких протолюн на расстоянии $(30-40)R_{\oplus}$ от Земли. Тем не менее даже в этой работе Мак Доналда находили свидетельство в пользу результатов Герстенкорна [58]⁵. В настоящее время эти

1. Разделение эволюционной кривой $a(t)$ на две ветви и ее особенность в точке a_{\min} являются характерной чертой эволюции круговой или почти круговой орбиты точечного спутника, которая имеет конечный наклон ϵ к плоскости экватора планеты, притом в задаче двух тел. Мы уже отмечали в гл. 2, что для наклонных орбит a_{\min} играет роль рубежа приливной эволюции, но, в отличие от a_{\min} для компланарного спутника, при котором обращение спутника синхронно и устойчиво, обращение на a_{\min} при $\epsilon \neq 0$ неустойчиво. Обращение в нуль разности $(\Omega \cos \epsilon - \omega)$, где $\Omega \cos \epsilon$ — компонента угловой скорости планеты, параллельная оси орбиты спутника (ось $x_3 \parallel h$), означает прекращение передачи момента в плоскости орбиты спутника, а отсюда обращение в нуль da/dt , но с сохранением передачи момента в перпендикулярном направлении (компонента торка, связанная с $\Omega \sin \epsilon$), т. е. при $d\eta/dt \neq 0$ и $d\epsilon/dt \neq 0$. Угол η между плоскостью орбиты спутника и плоскостью, перпендикулярной к инвариантному вектор-моменту системы, изменяется при этом по формуле Мак Доналда [43]

$$\frac{d\eta}{da} = - [\sin \epsilon B(q)] / [2a (\cos \epsilon - \alpha) F(q)], \quad (3.7)$$

где

$$\alpha = \omega/\Omega, \quad q = [\sin^2 \epsilon / (1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \epsilon)]^{1/2},$$

$$B(q) = \frac{1}{q^2} [E(q) - F(q)] + F(q),$$

$F(q)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, $E(q)$ — то же второго рода. В точке $\cos \epsilon - \alpha = 0$, $d\eta/d\alpha = \infty$ ориентация орбиты спутника испытывает резкое изменение, а величина da/dt меняет знак: отодвигание сменяется приближением. (Такое поведение в принципе можно было бы приписать любой системе спутник — планета, а не только системе Земля — Луна, если влиянием солнечных приливов и солнечной прецессии можно пренебречь).

Точность численных расчетов здесь невысока. Различный учет конечного эксцентриситета лунной орбиты, свойств Луны как тела, а не материальной точки или различия в величинах a_{\min} и ϵ , или даже различие в методике счета могут дать значительные отличия в поведении «входящей» кривой. Это иллюстрируется сравнением результатов Герстенкорна [58] и Мак Доналда [39], который в сходных физических предположениях рассчитал «входящую ветвь» приливной эволюции (хотя затем высказал соображения против ее реальности). Численные значения для ϵ у Мак Доналда отличаются от герстенкорновских на десятки градусов. Если говорить о захвате Луны, то у Мак Доналда «начальная» орбита получается не с обратным движением, а лишь с большим наклоном к экватору (около 33°) и перигейным расстоянием не $26,1R$, а $2,78R$.

⁵ На русском языке работа [58] подробно изложена в [68; 69].

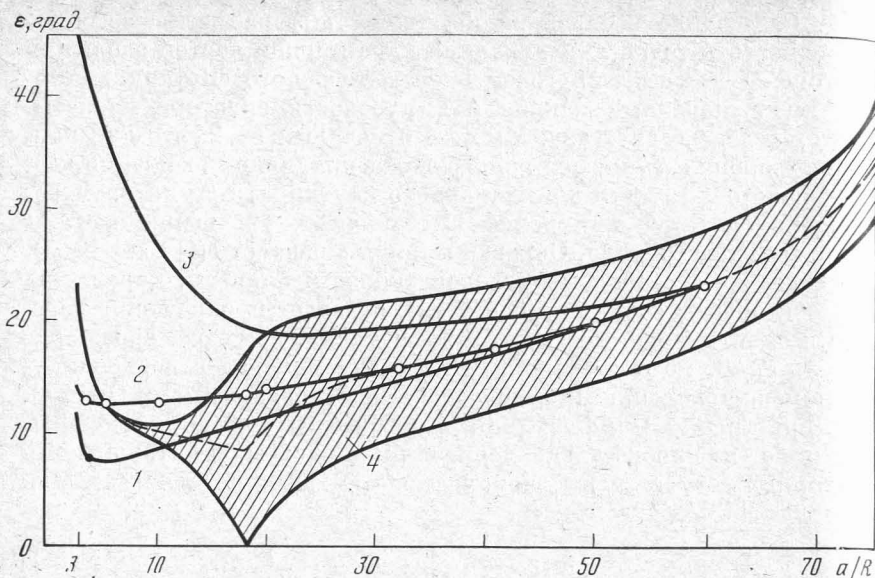


Рис. 3.5. Зависимость угла наклона лунной орбиты к земному экватору от расстояния Земля — Луна по данным разных авторов

1 — Мак Доналд [39]; 2 — Сорокин [59]; 3 — Герстенкорн [58]; 4 — Голдрайх [41]

Используя очень малые перигейные расстояния и большие (до 0,5—0,6) значения e , Сингер [70] получил «входящую» ветвь с $\epsilon < 45^\circ$, т. е. орбиту с прямым движением. Все это показывает, насколько не надежны выводы о «входящей» ветви приливной эволюции системы Земля — Луна.

2. Для обоснования и более уверенной оценки «входящей» ветви следует обратить особое внимание на точность расчета «выходящей», т. е. современной, ветви, на которой только и имеется единственная наблюдаемая точка — состояние системы Земля — Луна в данный момент. Все исследователи прошлых состояний системы использовали эту точку как начальное условие. Однако авторы [59—63], пользовавшиеся той же физической схемой, не подтвердили результаты Герстенкорна относительно $\epsilon(a)$ для прошлых эпох. На рис. 3.5 на фоне полосы Голдрайха для $\epsilon(a)$ нанесены данные для $\bar{\epsilon}(a)$ по всем упомянутым источникам. Самые ранние данные — по Дарвину — также попадают в полосу Голдрайха. Все результаты, кроме данных Герстенкорна, удовлетворительно согласуются с результатами Голдрайха, постановка задачи у которого была более совершенной. Расхождение в $\bar{\epsilon}(a)$ приводит к разнице в оценке расстояния a_{\min} , роль которого в концепции захвата особенно высока. Связь a_{\min} и e видна из простых соотношений [61]. Выпишем их.

Условие сохранения момента системы двух тел в скалярной форме можно записать в виде

$$[(Mm/(M+m))a^2\omega + C\Omega \cos \epsilon]^2 + [C\Omega \sin \epsilon]^2 = K^2. \quad (3.8)$$

Из третьего закона Кеплера

$$\omega = [G(M+m)/a^3]^{1/2}. \quad (3.9)$$

Полагая $\omega = \Omega \cos \epsilon$ и подставляя (3.9) в (3.8), получаем алгебраическое уравнение относительно a :

$$[MmG^{1/2}/(M+m)^{1/2}]a^{1/2} + C[G(M+m)]^{1/2}a^{-3/2} = [K^2 - (C\Omega \sin \epsilon)^2]^{1/2}. \quad (3.10)$$

Его корнями являются a_{\min} и a_{\max} . Нас интересует только первый из них. Подставляя в (3.10) значение Ω в точке a_{\min} , которое, по данным [39, 58, 59] составляет $3,5 \cdot 10^{-4}$ CGS, и учитывая соответствующее более быстрому вращению увеличение C на 5—8%, получим при $\epsilon = 45^\circ,7$ (по Герстенкорну) [58] $a_{\min} = 2,89R$, а при $\epsilon = 10 \div 12^\circ$ (по данным [39, 59, 71]) $a_{\min} = 2,42 \div 2,44R$. Учет солнечных приливов лишь немного изменяет величину a_{\min} : по Герстенкорну она была бы $2,86R$, по Сорокину $= 2,40R$. Мак Доналд оценил $a_{\min} = (2,78 \div 2,72)R$ в работе [39] и в $2,50R$ в уточненном расчете [71], где, кроме члена P_2 , принимался во внимание также член P_3 приливного потенциала. Эти значения все же несколько больше, чем найденные по формуле (3.10), которую можно рассматривать как контрольную. В 1968 г. Герстенкорн [65] признал, что в его ранний расчет [58] «вкралась неточность» и что после исправлений следует считать $\epsilon \approx 10^\circ$, $a_{\min} = 2,50R$.

Таким образом, после уточнений выяснилось, что расстояние теснейшего сближения для круговой задачи двух тел (и, вероятно, также с учетом влияния третьего тела — Солнца) лежит внутри предела Роша $(2,89R)$ для жидкого спутника с плотностью Луны. Учет сил сцепления в твердой Луне должен несколько уменьшить этот предел.

Пользуясь формулами Джеффриса [72] для приливной устойчивости небольшого спутника и взяв его критическое значение для разности главных напряжений $\Delta p_0 = 10^9$ дин/см², можно оценить предел Роша для полностью твердой Луны в $(2,80—2,81)R$ [61]. Для $a_{\min} = (2,40 \div 2,50)R$ приливные напряжения в Луне будут примерно в 2 раза больше критических. Подчеркнем, что a_{\min} следует рассматривать как минимальное расстояние не при однократном сближении, а в приливной шкале времени (см. § 3 гл. 2). Отсюда следует вывод, что концепция захвата с параболической орбиты требует обращения Луны в течение многих ($> 10^3$) оборотов ближе того предела, где она должна быть разорвана приливными силами Земли. А если неминуемо нарушается целостность Луны, то стыковка «входящей» ветви с

«выходящей» ветвью в точке a_{\min} лишается всякого смысла, поскольку это возможно лишь для единой и притом точечной массы.

3. Наибольшая трудность концепции захвата состоит, однако, не только в неточностях «ветвей» кривых или даже в значении a_{\min} . В конце концов, если бы существовал эффективный механизм захвата при одном прохождении около Земли, то крупное тело с массой Луны могло бы быть захвачено, втянуто внутрь предела Роша, разорвано на куски (например, на тысячу кусков, как это допускает Эпик [27]), а затем собралось бы вновь в Луну, поскольку куски, независимо отодвигаясь от Земли, могли отойти дальше предела Роша и вновь объединиться. Но именно гравитационный захват целой Луны представляет наибольшую трудность. Выше мы показали неэффективность такого захвата вследствие столкновений на стадии существования допланетных тел. Теперь остановимся на роли приливного трения.

Если вернуться к первой работе Герстенкорна [58], то можно, пользуясь формулами типа (2.32), рассчитать приливное изменение орбитальных параметров a и e при одном прохождении Луны из «бесконечности» на заданном перигейном расстоянии такое, чтобы ее орбита превратилась в эллипс в геоцентрической системе отсчета. Оказывается, что при перигейном расстоянии $26,1R$ при $e_0 = 1$ уменьшение e за счет приливного трения в Земле на десять порядков меньше требуемого для захвата, а при $2,8R$ — на пять порядков меньше [68]. Таким образом, приливное трение только в Земле крайне неэффективно.

Отысканию условий, при которых захват Луны все-таки возможен, посвящена работа Герстенкорна 1969 г. [66]. Основным изменением в постановке задачи по сравнению с первой работой здесь является учет приливного трения в самой Луне, которое, как мы видели ранее (см. § 3 гл. 2), может заметно влиять на эксцентриситет ее орбиты, если диссипация энергии в Луне велика. Здесь также применен численный подход к задаче. Начальные условия выбраны не в современный момент, а в более раннюю эпоху, когда Луна была на расстоянии $10R$. Это сделано для того, чтобы можно было пренебречь прецессией лунной орбиты под действием сил Солнца и рассматривать задачу двух тел.

Новые результаты показывают, что захват Луны мог бы произойти, если бы диссипация приливной энергии в Луне была бы в 6 раз сильнее, чем в Земле ($Q_{\zeta} = Q_{\oplus}/6$), и при этом Луна бы несколько раз сближалась с Землей так, что расстояние между центрами обоих тел в перигее орбиты составляло $(1,4-1,6)R$. Эти условия означают, что, во-первых, Луна должна была быть вся в полурасплавленном состоянии, иначе столь низкие Q_{ζ} невозможны. Во-вторых, она должна была бы деформироваться в чрезвычайно вытянутое тело (как и Земля), так что в перигее они обе должны были бы касаться поверхностями. Герстенкорн обращает внимание на то, что прохождение Луны внутри предела

Роша длится каждый раз всего около 1 часа, и поэтому разрушение может не происходить из-за недостатка времени. Однако можно возразить, что основной период собственных сфероидальных колебаний для Луны всего 15 мин [73], и поэтому времени для разрушения Луны вполне достаточно. Таким образом захват целой Луны оказывается неправдоподобным. Каула [28] также относит гипотезы захвата к невероятным по самой своей сущности («inherently improbable»).

«Новая волна» гипотез захвата готовой Луны. В последнее время в связи с наблюдаемым относительным обогащением Луны тугоплавкими алюминиевыми и кальциевыми силикатами, а также в связи с обеднением ее железом и летучими элементами возникла новая волна гипотез о захвате Луны [70, 74-77]. Из предложения о различии в p , T -условиях для конденсации, а затем аккумуляции вещества Луны и земного вещества стали делать вывод о том, что Луна образовалась вдали от того места, где она находится сейчас. Таким образом, вновь применяется логика гипотезы, высказывавшейся Юри. Каула и Харрис ironically пишут об этом: «...Философия, по-видимому, такова, что запреты небесной механики более уязвимы, чем запреты термодинамики, так как в небесной механике обычно рассматривается меньшее число тел» [78].

Нам представляется уместным привести здесь контрдоводы против захвата готовой Луны, высказанные в работе [78], так как в них содержится прямое сопоставление эффективности захвата путем столкновений с захватом с помощью приливной диссипации энергии.

Оценим диссипацию энергии вследствие приливного трения при одном сближении Луны с Землей (таково требование гипотез [70, 74-77], наиболее трудно выполнимое). При заданном факторе диссипации $1/Q_{\zeta}$ и перигейном расстоянии r_p диссипацию энергии при одном прохождении по сильно вытянутой орбите за счет приливного трения можно легко оценить [79], так как она тратится главным образом в радиальных приливах в Луне. Для однородной Луны, идущей с некоторого расстояния до перигея:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{1}{Q_{\zeta}} \oint_{\text{по объему}} \rho \dot{y}_i \frac{(U+T)}{x_i} dS dt = \\ &= \frac{2}{Q_{\zeta}} \int_{r_p}^{\infty} \int_{\text{по пов.}} \rho \frac{h}{g} \frac{\partial U}{\partial r} (U+T) ds dr = \\ &= \frac{2}{Q_{\zeta}} \int_{r_p}^{\infty} 2\pi R_{\zeta}^2 \int_0^{\pi} \frac{m}{4\pi R_{\zeta}^3/3} \frac{h}{Gm/R_{\zeta}^2} \left[-\frac{3GM R_{\zeta}^2}{r^4} P_{20}(\theta) \right] \times \\ &\times \left[\frac{(1+k)GM R_{\zeta}^2}{r^3} P_{20}(\theta) d\theta dr = \frac{3}{10} \frac{h(1+k)R_{\zeta}^5 G M^2}{Q_{\zeta} r_p^6} \right], \quad (3.11) \end{aligned}$$

где h, k — числа Лява, равные примерно 0,033 и 0,020 для современной Луны [80]; R_{ζ} — радиус Луны; M — масса Земли; U — гравитационный потенциал Земли; T — потенциал приливной деформации; u_i — радиальное смещение поверхности Луны; ρ — ее плотность; g — ускорение силы тяжести на ее поверхности. Принимая $Q_{\zeta} = 10$ и минимальное $r_p = 1,5R$ в соответствии с работой [66], из уравнения (3.11) получаем на одно прохождение

$$\Delta E = 0,5 \cdot 10^{33} \text{ эрг.} \quad (3.12)$$

Заметим, что ΔE обратно пропорционально шестой степени перигейного расстояния r_p , поэтому принятие Герстенкорновского $r_p = 1,5R$ приводит к максимальной оценке ΔE . Мы уже отмечали слабость концепции [66] в связи с разрушением Луны на столь близких расстояниях. Интересно сопоставить найденное значение ΔE с потерей энергии при столкновении.

Для столкновения Луны массой m и скоростью v с другим телом массой m' и скоростью v' , направленной навстречу v , имеем соотношения:

$$\Delta E = \frac{1}{2} [mv^2 + m'v'^2 - (m + m')v_0^2], \quad (3.13)$$

$$mv - m'v' = (m + m')v_0. \quad (3.14)$$

Подставив v_0 из (3.14) в (3.13) и приняв $v = 10 \text{ км/сек}$ и $v' = 7 \text{ км/сек}$, найдем потерю энергии ΔE при столкновении, которая равна $0,5 \cdot 10^{33} \text{ эрг}$ при $m' = 1,4 \cdot 10^{21} \text{ г}$; таким образом, Луне достаточно столкнуться всего лишь с телом $2 \cdot 10^{-5}$ ее массы (радиус равен $\sim 50 \text{ км}$), чтобы это дало более эффективную диссипацию энергии, чем приливное трение.

Следует заметить, что для реального захвата готовой Луны найденная в (3.12) приливная потеря энергии $\Delta E = 0,5 \cdot 10^{33} \text{ эрг}$ при теснейшем сближении Луны с Землей не является оценкой потери энергии, необходимой для реального захвата готовой Луны. Необходимая потеря по крайней мере на два порядка выше.

Минимальную потерю энергии движения Луны для захвата ее Землей следует понимать как потерю кинетической энергии ее движения «на бесконечности» в геоцентрической системе отсчета (см. также следующую главу). Только в единственном случае, когда Луна движется почти по одной орбите с Землей и ее геоцентрическая скорость «на бесконечности» (v_{∞}) равна всего лишь 40 м/сек , было бы достаточно столь малой потери энергии ΔE при сближении ее с Землей, чтобы параболическая орбита превратилась в эллиптическую. Но движение по одной орбите без возмущений невозможно, поэтому в действительности всегда v_{∞} много больше. В гипотезах [74—77] предположение о близкой к Земле орбите Луны не решает проблемы, нужна весьма удаленная орбита вначале. Так, например, в гипотезе Камерона [75] Луна приходит от орбиты Меркурия. При этом $v_{\infty} \cong 7,5 \text{ км/сек}$, $\Delta E \cong$

$\cong 2 \cdot 10^{37} \text{ эрг}$, т. е. в $4 \cdot 10^4$ раз больше, чем явно завышенный вклад приливной диссипации, который был оценен в (3.12). Затормозить Луну для ее перехода на замкнутую геоцентрическую орбиту здесь могло бы лишь столкновение с телом сравнимой с нею массы. А это, в свою очередь, как уже говорилось выше, практически невозможно.

Каула и Харрис [78] вновь подчеркивают вывод Каула [28] о том, что образование околоземного роя тел и частиц вследствие неупругих столкновений вблизи растущей Земли, согласно нашей схеме (см. гл. 4—5), остается до сих пор наиболее приемлемой моделью происхождения Луны с динамической точки зрения. Химическая же дифференциация вещества должна быть исследована в рамках верной динамической модели. В своих новых работах [81, 82] Каула и Харрис развивают эти взгляды.

Таким образом, ни гипотезы отрыва Луны от Земли, ни гипотезы захвата Землей готовой Луны не способны преодолеть трудностей, возникающих при объяснении физико-механических и химических свойств Луны. Единственной схемой, которая представляется нам приемлемой, является образование Луны на орбите вокруг Земли в процессе роста Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. C. Patterson. Age of meteorites and the Earth.— *Geochim. et cosmochim. acta*, 1956, 10, 230.
2. Fouad Tera, D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg. A lunar cataclysm at $\sim 3,95 \text{ AE}$ and the structure of the lunar crust.— *Proc. Fourth Lunar Sci. Conf.*, Houston, 1973.
3. О. Ю. Шмидт. Метеоритная теория происхождения Земли и планет.— *Докл. АН СССР*, 1944, 45, 245.
4. О. Ю. Шмидт. Четыре лекции о теории происхождения Земли. Изд. 3-е. М., Изд-во АН СССР, 1957.
5. H. C. Urey. The planets. Their origin and development. New Haven. Yale Univ. Press, 1952.
6. W. A. Fowler, J. L. Greenstein, F. Hoyle. Nucleosynthesis during the early history of the solar system.— *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 1962, 6, 148.
7. В. С. Сафронов. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М., «Наука», 1969.
8. S. H. Dole. Computer stimulation of the formation of planetary systems.— *Icarus*, 1970, 13, N 3, 494.
9. L'Origin du Système Solaire (Sympos. Nice 1972). H. Reeves (Ed.). C. N. R. S., Paris, 1972.
10. W. M. Kaula. Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and Planets, V. S. Safronov: transl. of 1969 Russ. ed., Nat. Techn. Inf. Service, Va.— *Book Review*, E+S Trans. AGU, 1974, 55, N 3, 155.
11. В. С. Сафронов, Е. Л. Рускол. О возможности возникновения турбулентности в протопланетном облаке.— *Докл. АН СССР*, 1956, 108, № 3, 413; О гипотезе турбулентности в протопланетном облаке.— *Вопросы космогонии*, 1957, 6.
12. H. Dietzel, G. Neukum, P. Ransner. Micrometeoroid simulation studies on metal targets.— *J. Geophys. Res.*, 1972, 77, 1375.
13. J. F. Kerridge, J. F. Vedder. Accretionary processes in the early Solar system. An experimental approach.— *Science*, 1972, 177, 161.

14. V. S. Safronov, E. V. Zvjagina. Relative sizes of largest bodies during the accumulation of planets.— Icarus, 1969, 10, 109.
15. E. V. Звягина, Г. В. Печерникова, В. С. Сафронов. Качественное решение уравнения коагуляции с учетом дробления тел.— Астроном. ж., 1973, 50, 1261.
16. V. S. Safronov. Ejection of bodies from the Solar system in the course of the accumulation of the giant planets and the formation of the cometary cloud.— In: The motion, evolution of orbits and origin of comets. G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirchak — Polonskaya (Eds.). Reidel, 1972, p. 329.
17. E. Л. Рускол. Химический состав и внутреннее строение планеты Юпитер.— Космич. исслед., 1969, 7, № 6, 857.
18. В. Н. Жарков, В. П. Трубицын, Л. В. Самсоенко. Физика Земли и планет. М., «Наука», 1971.
19. G. P. Kuiper. Comets and the dissipation of the solar nebula.— In: La Physique des Comètes Louvain, 1953, p. 361.
20. В. С. Сафронов. О росте планет в протопланетном облаке.— Астроном. ж., 1954, 31, 499.
21. A. H. Delsemme. Comets. Production mechanisms of hydroxyl and hydrogen halos.— Science, 1971, 172, 1126.
22. T. C. Hanks, D. Anderson. The early thermal history of the Earth.— Phys. Earth Planet. Interiors, 1969, 2, 19.
23. A. E. Ringwood. The origin of the Moon precipitation hypothesis.— Earth and Planet. Sci. Letters, 1970, № 8, 131.
24. R. Ganapathy, Reid R. Keays, J. C. Laul, Ed. Anders. Trace elements in «Apollo-11» Lunar rocks: Implications for meteorite influx and origin of Moon.— Proc. «Apollo-11» Lunar Sci. Conf., 1970, 2, 1117.
25. A. G. W. Cameron. Models of the primitive solar nebula. L'Origin du système solaire, H. Reeves (Ed.).— Proc. Sympos. Nice, Paris, 1972, p. 56.
26. E. J. Öpik. Tidal deformations and the origin of the Moon.— Astron. J., 1961, 66, 60.
27. E. J. Öpik. Cratering and the Moon's surface.— Adv. Astron. and Astrophys., 1971, 8, 107.
28. W. M. Kaula. Dynamical aspects of lunar origin.— Revs Geophys. Space Phys., 1971, 9, 217.
29. H. Miller. Formation of an iron-poor Moon by partial capture.— Icarus, 1974 (in press).
30. A. E. Ringwood. Some aspects of the thermal evolution of the Earth.— Geochim. et cosmochim. acta, 1960, 20, 241.
31. A. E. Ringwood. Chemical evolution of the terrestrial planets.— Geochim. et cosmochim. acta, 1966, 30, 41.
32. R. T. Guilli. On the rotation of the Earth produced by gravitational accretion of particles.— Icarus, 1968, 8, № 2, 301.
33. P. И. Куладзе. К вопросу о суточном вращении планет. К вопросу о вращении планет вокруг собственной оси.— Бюлл. Абст. Астрофиз. obs., 1965, № 32, 223.
34. А. В. Артемьев. О происхождении осевого вращения Земли.— Уч. зап. Ярослав. пед. ин-та. Астрономия, 1963, вып. 56.
35. А. В. Артемьев, В. В. Радзиевский. О происхождении осевого вращения планет.— Астроном. ж., 1965, 42, 24.
36. I. W. Larimer, E. Anders. Chemical fractionation in meteorites.— II. Abundance patterns and their interpretation.— Geochim. et cosmochim. acta, 1967, 31, 1239.
37. I. W. Larimer, E. Anders. Chemical fractionation in meteorites.— III. Major element fractionations in chondrites.— Geochim. et cosmochim. acta, 1970, 34, 367.
38. Б. Ю. Левин. Четыре нерешенные проблемы планетной космогонии.— Природа, 1969, № 6, 22.
39. G. J. F. Mac Donald. Tidal friction.— Revs. Geophys., 1964, 2, 467.
40. Б. Ю. Левин. Строение Луны.— Астроном. ж., 1966, 43, 606.
41. P. Goldreich. History of the lunar orbit.— Revs Geophys., 1966, 4, 411.
42. G. Darwin. Tidal friction and cosmogony.— Science Papers, v. 2, London, Cambridge Univ. Press, 1908, p. 516.
43. Г. Джеффрис. Земля. М., ИЛ, 1960.
44. R. A. Lyttleton. The stability of rotating liquid masses. London, Cambridge Univ. Press, 1953, p. 150.
45. R. A. James. The structure and stability of rotating gas masses.— Astrophys. J., 1964, 140, 552.
46. D. U. Wise. An origin of the Moon by rotational fission during formation of the Earth's core.— J. Geophys. Res., 1963, 68, 1547.
47. J. A. O'Keefe. The origin of the Moon.— J. Geophys. Res., 1970, 75, 6565.
48. K. E. Bullen. The origin of the Moon.— In: Mantles of the Earth and terrestrial planets. S. K. Runcorn (Ed.). N. Y., John Wiley, 1967, 261—264.
49. R. A. Lyttleton. The origin of the Moon.— Sci. J., 1969, 5, N 5, 53.
50. E. В. Артюшков. Дифференциация по плотности вещества Земли и связанные с ней явления.— Изв. АН СССР, Физика Земли, 1970, № 5.
51. Icarus, 1972—1973, 16—18. [Выпуски, посвящ. исслед. Марса с помощью «Маринер-9»].
52. H. C. Urey. The origin of the Moon. In: The Moon, Z. Kopal Z. Kadla (Eds). Acad. Press, 1962.
53. И. С. Шкловский. О возможности объяснения различий в химическом составе Земли и Солнца термической диссипацией легких газов.— Астроном. ж., 1951, 28, 234.
54. E. J. Öpik. Jupiter: chemical composition, structure and origin of a giant planet.— Icarus, 1962, 1, 200.
55. H. C. Urey. The origin of the Moon and the Solar system. Moon, IAU Sympos. N 47. H. C. Urey, S. K. Runcorn (Eds). Reidel, 1972, p. 429—440.
56. E. Л. Рускол. О происхождении Луны, II. Рост Луны в околоземном спутниковом рое.— Астроном. ж., 1963, 40, 288.
57. H. Alfvén. The early history of the Moon and the Earth.— Icarus, 1963, 1, 357.
58. H. Gerstenkorn. Über Gezeitenreibung beim Zweikörperproblem.— Z. Astrophys., 1955, 36, 245.
59. H. А. Сорокин. Об относительной ориентации земного экватора и лунной орбиты в отдаленном прошлом.— Астроном. ж., 1965, 42, 1070.
60. E. Л. Рускол. История системы Земля—Луна.— Земля и Вселенная, 1965, № 5, 2.
61. E. L. Ruskol. On the past history of the Earth—Moon system.— Icarus, 1966, 5, № 3, 221.
62. E. Л. Рускол. Приливная история и происхождение системы Земля—Луна.— Астроном. ж., 1966, 43, 829.
63. P. Goldreich. On the controversy over the effect of tidal friction upon the history of the Earth-Moon system. A reply to H. Gerstenkorn.— Icarus, 1968, 9, 393.
64. H. Gerstenkorn. On the controversy over the effect of tidal friction upon the history of the Earth—Moon system.— Icarus, 1967, 7, 160.
65. H. Gerstenkorn. A reply to Goldreich.— Icarus, 1968, 9, 394.
66. H. Gerstenkorn. The earliest past of the Earth-Moon system.— Icarus, 1969, 11, 189.
67. W. Munk. Once again: Tidal friction.— Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1968, 9, 352.
68. H. А. Сорокин. Определение угла наклона земной оси к нормали плоскости лунной орбиты в прошлом. Дипл. работа МГУ, 1964.
69. А. С. Монин. Вращение и климат Земли. М.—Л., Гидрометеиздат, 1971.
70. S. F. Singer. Origin of the Moon by capture and its consequences.— Trans. AGU, 1970, 51, 637.
71. Г. Мак Доналд. Частное сообщение. 1965.
72. H. Jeffreys. The relation of cohesion to Roche's limit.— Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1947, 107, 260.
73. В. Н. Жарков, В. Л. Паньков, А. А. Калачников, А. И. Оснач. Введение в физику Луны. М., «Наука», 1969.
74. Don L. Anderson. The origin of the Moon.— Nature, 1972, 239, № 5370, 263.
75. A. G. W. Cameron. Orbital eccentricity of Mercury and the origin of the Moon.— Nature, 1972, 240, 299.

76. *H. C. Urey*. Evidence for objects of lunar mass in the early Solar system.— *Moon*, 1972, 4, 383.
77. *H. Alfvén, G. Arrhenius*. Origin and evolution of the Earth — Moon system.— *Moon*, 1972, 5, 210.
78. *W. M. Kaula, A. W. Harris*. Dynamically plausible hypothesis of lunar origin.— *Nature*, 1973, 245, N 5425, 367.
79. *W. M. Kaula*. Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution.— *Revs. Geophys.*, 1964, 2, N 4, 661.
80. *J. C. Harrison*. An analysis of the lunar tides.— *J. Geophys. Res.*, 1963, 68, 4269.
81. *У. М. Каула*. Механические процессы, влияющие на дифференциацию протолунного вещества.— В кн.: *Космохимия Луны и планет*. М., «Наука», 1975 (в печати).
82. *W. M. Kaula, A. W. Harris*. A co-accretional model of satellite formation. IAU Colloq. 28 «Planetary satellites», Ithaca, 18—21 Aug. 1974.

ОБРАЗОВАНИЕ ОКОЛОЗЕМНОГО СПУТНИКОВОГО РОЯ ВО ВРЕМЯ АККУМУЛЯЦИИ ЗЕМЛИ

§ 1. Рост Земли

Орбиты планет земной группы: Меркурия, Венеры, Земли и Марса — удалены друг от друга на очень большие расстояния, в 50—100 раз превосходящие радиусы их сфер действия¹. Эта удаленность друг от друга способствует устойчивости их движений вокруг Солнца [1], а также автономности их спутниковых систем. Нет никаких причин полагать, что в прошлом орбиты планет земной группы были существенно иными. Приливное взаимодействие планет с Солнцем ничтожно мало, оно могло бы повлиять на их расстояния лишь за 10^{15} — 10^{22} лет [2]. Выброс тел из зоны планет земной группы далеко за пределы этой зоны практически исключен, так как ни одна из планет не могла быть эффективным «выбрасывателем» для сближающихся с нею тел [3]. Поэтому поверхностная плотность σ и размеры зон питания в допланетном облаке оцениваются по современным массам и расстояниям планет.

Для Земли зоной питания можно считать кольцо с внутренним радиусом около $0,8 a. e.$ и внешним $1,3 a. e.$ Значение σ для Земли около 10 г/см^2 . Скорость роста зародыша массы m , обращающегося внутри своей зоны по круговой орбите вокруг Солнца, равна

$$\frac{dm}{dt} = \pi l^2 \rho v. \quad (4.1)$$

Здесь πl^2 — гравитационное сечение растущего тела, определяемое формулой

$$\pi l^2 = \pi r^2 (1 + v_e^2/v^2), \quad (4.2)$$

где r — радиус тела; $v_e = \sqrt{2Gm/r}$ — скорость освобождения на его поверхности; v — средняя «геоцентрическая» скорость, т. е.

¹ Под сферой действия планет понимают ту область пространства, в которой при вычислении возмущений целесообразно принимать планету за центральное тело, а Солнце — за возмущение. Радиус сферы действия планет составляет $\mathfrak{R} (m/M_{\odot})^{2/5}$, где \mathfrak{R} — расстояние планеты от Солнца.

скорость хаотических движений частиц, накладывающихся на их упорядоченное движение по кеплеровой орбите с радиусом 1 а. е. ; ρ — пространственная плотность вычерпываемых частиц. Произведение ρv , в котором оба сомножителя переменны, можно заменить более определенной величиной [4]

$$\rho v = \rho \frac{4H}{P} = \frac{4\sigma}{P} = \frac{4\sigma_0}{P} (1 - m/M). \quad (4.3)$$

Здесь M — современная масса планеты; H — «однородная толщина» диска пылевого компонента облака в вертикальном направлении; σ_0 — начальная поверхностная плотность облака, а текущее ее значение равно $\sigma = \rho H$; $P = 2\pi\sqrt{GM_{\odot}/\mathfrak{K}^3}$ — период обращения тела вокруг Солнца, а v и H связаны соотношениями:

$$H = \pi \mathfrak{K} v / 2v_c, \quad v_c = \sqrt{GM_{\odot}/\mathfrak{K}}, \quad (4.4)$$

которые означают, что чем больше скорость v хаотических движений частиц, тем толще пылевой диск. Эта скорость определяется главным образом возмущениями от крупнейших тел и записывается в виде

$$v = \sqrt{Gm/\theta r}, \quad (4.5)$$

где m и r — масса и радиус растущего зародыша, а численный параметр θ составляет обычно несколько единиц, меняясь в зависимости от обстановки в зоне питания. При наличии газа, тормозящего движение частиц, θ достигает нескольких десятков; при отсутствии газа и при $m = 1/2 M$ $\theta \approx 3 \div 5$ [4]. Подставляя (4.2) — (4.5) в формулу (4.1), окончательно получим

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi\sigma_0 r^2}{P} (1 + 2\theta) = \frac{4\pi\sigma_0 (1 - m/M)}{P} r^2 (1 + 2\theta). \quad (4.6)$$

Интегрирование этой формулы приводит к зависимости, которая графически воспроизведена на рис. 4.1. Видно, что 97—98% своей массы Земля набирает за время около 100 млн. лет и что наиболее активная стадия, когда рост массы идет приблизительно линейно со временем и с наибольшей скоростью, занимает интервал около 40 млн. лет. Физически «активная» стадия роста означает, что зародыш Земли уже достиг значительной массы и в то же время в зоне Земли еще имеется достаточно допланетного вещества. К этой «активной» стадии роста Земли естественнее всего приурочивается образование околоземного спутникового роя, из которого формируется Луна. Количественному рассмотрению этого вопроса будут посвящены следующие параграфы.

Обратимся вновь к формуле (4.1). Для того чтобы увеличить на несколько порядков скорость роста Земли dm/dt , следует увеличить либо ρv , либо гравитационное сечение πl^2 . Оба эти варианта неприемлемы [5—7]. Увеличение ρv , или, что то же, σ_0 , означает увеличение количества конденсируемого вещества в зоне Земли.

Однако если бы σ_0 превышало то значение, которое определяется современной массой Земли M , то возникла бы неразрешимая проблема: как выбросить прочь излишки вещества зоны Земли. Выброс практически невозможен, о чем мы уже упоминали. Вещество должно было присоединиться к Земле, а это означало бы, что Земля образовалась с массой, много большей, чем современная. Уменьшить затем массу Земли до нужного значения невозможно. Увеличение гравитационного сечения πl^2 по сравнению с геометрическим πr^2 было бы формально возможно в случае очень низких хаотических скоростей, т. е. $v/v_c \ll 1$, или, что то же, $\theta \gg 1$. Перейти от шкалы времени 10^8 к 10^5 лет означало бы принять $\theta \approx 10^3$. Однако при этом оказалось бы, что все питающие Землю частицы двигаются почти по круговым орбитам и ее зародыш, также двигающийся по круговой орбите, вычерпывает лишь очень узкую зону. В этом случае результатом аккумуляции было бы не образование планет типа Земли, Венеры, Марса, а образование много большего числа мелких планет, орбиты которых располагались бы гораздо теснее, чем орбиты современных планет. Таким образом, видно, что время роста Земли произвольно варьировать нельзя.

Продолжительность роста Земли определяет начальную температуру Земли, т. е. температуру, от которой начинается собственно тепловая история. Модель роста Земли за счет только мелких тел, когда выделяющееся при ударах тепло мгновенно излучается с поверхности, обеспечивает достаточно тепла для расплавления всей Земли только при короткой шкале ($\sim 10^5$ лет) и за 10^8 лет даже с учетом энергии сжатия и радиоактивного разогрева в процессе роста дает лишь около $900\text{—}1000^\circ$ в центре Земли [8]. Учет падения крупных тел на Землю приводит к более высокой температуре верхней мантии и отдельным очагам плавления и при шкале 10^8 лет [4].

§ 2. Захват частиц с гелиоцентрических орбит в околоземной рой вследствие неупругих столкновений

Область существования спутникового роя. Примем за основу модель роста Земли, изложенную нами в § 1 данной главы. Рассмотрим случай, когда Земля вследствие прямого роста уже зна-

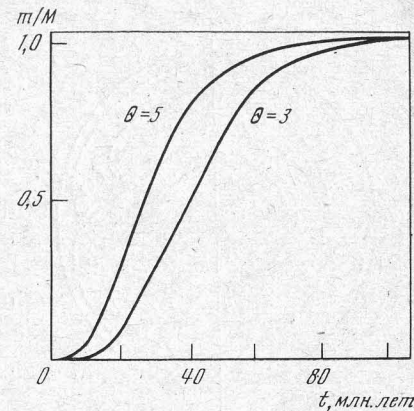


Рис. 4.1. Прирост массы Земли со временем [4]

чительно обогнала по массе остальные частицы и тела, обращающиеся вокруг Солнца в зоне ее питания, и в то же время когда в ее зоне еще имеется значительное количество невычерпанного вещества. Захват частиц с гелиоцентрических орбит на орбиты спутников Земли удобно рассмотреть в рамках плоской ограниченной задачи трех тел. Для этого примем Солнце и растущую Землю за конечные массы, а частицы за тела нулевой массы. Допустим для простоты, что все частицы движутся в одной плоскости xy . Примем, что Земля m обращается вокруг Солнца M_{\odot} по круговой кеплеровой орбите с угловой скоростью ω_c , и введем систему координат с началом в центре масс M_{\odot} и m , равномерно вращающуюся с той же угловой скоростью ω_c . Направим ось x по линии центров M_{\odot} и m , ось y — в перпендикулярном направлении в плоскости орбиты (рис. 4.2). Тогда при отсутствии столкновений область движения малого тела однозначно определяется его положением (xy) и константой Якоби C , имеющей размерность энергии на единицу массы:

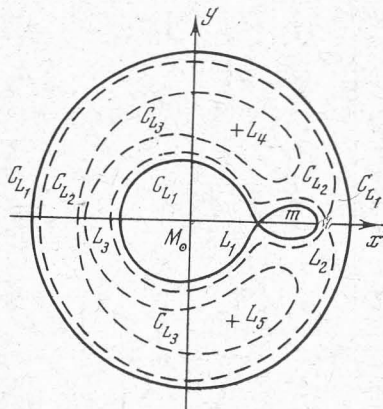


Рис. 4.2. Поверхности нулевой скорости в ограниченной круговой задаче трех тел

Здесь \mathfrak{R} — расстояние частицы от Солнца, l — ее расстояние от Земли, v — скорость частицы во вращающейся системе, или геоцентрическая скорость.

В зависимости от константы C и координат частицы она может быть спутником Солнца, спутником планеты или обладать орбитой, охватывающей оба гравитирующих центра. Эти области разграничены так называемыми поверхностями нулевой скорости, которые изображены на рис. 4.2, причем область, окружающая Землю, показана в увеличенном виде. При некоторых специальных условиях могут осуществляться и другие формы движения, например периодические орбиты около центров либрации — особых точек L_i поверхностей нулевой скорости [9]. Существуют также особые случаи резонансных движений, когда период частицы находится в простой соизмеримости с периодом планеты (типа 1 : 1, 1 : 2, 2 : 3, 3 : 4 и т. п.). В таких случаях траектория частицы во вращающейся системе координат обычно имеет вид повторяющихся петель, расположенных между соответствующими поверхностями. Согласно [10], все выводы относительно поверхностей нулевой скорости, полученные в ограниченной задаче

трех тел для пустого пространства, справедливы также для пространства, заполненного рассеянным веществом, если только масса зародыша Земли больше некоторого предела. По оценке В. В. Радзиевского [11], этим нижним пределом для m является $10^{-3} M_{\text{совр}}$. Мы же рассматриваем растущую Землю с массой, сравнимой с современной (в интервале (0,1—1,0) $M_{\text{совр}}$), что значительно выше нижнего предела применимости ограниченной задачи трех тел.

$$C = 2W - v^2, \quad (4.7)$$

$$W = \frac{\omega_c^2}{2} (x^2 + y^2) + \frac{GM_{\odot}}{\mathfrak{R}} + \frac{Gm}{l}.$$

Здесь \mathfrak{R} — расстояние частицы от Солнца, l — ее расстояние от Земли, v — скорость частицы во вращающейся системе, или геоцентрическая скорость.

Здесь \mathfrak{R} — расстояние частицы от Солнца, l — ее расстояние от Земли, v — скорость частицы во вращающейся системе, или геоцентрическая скорость.

В ближайшей окрестности Земли вид поверхностей нулевой скорости изображен на рис. 4.3. Здесь же указаны значения констант C для современной орбиты Луны и для предельной замкнутой относительно Земли поверхности нулевой скорости, которая проходит через точку либрации L_1 . Эта поверхность имеет вид песочных часов с перемычкой в точке L_1 . Значения C вычислены в системе единиц, в которой единицей массы является сумма масс $M_{\odot} + m$, единицей расстояния — расстояние между центрами M_{\odot} и m , а единицей времени — период одного оборота m , деленный на 2π . При этом гравитационная постоянная становится равной единице, а линейная скорость v_c обращения Земли по орбите также равна единице. Расстояние точки либрации L_1 от Земли с точностью до членов порядка m равно

В зависимости от константы C и координат частицы она может быть спутником Солнца, спутником планеты или обладать орбитой, охватывающей оба гравитирующих центра. Эти области разграничены так называемыми поверхностями нулевой скорости, которые изображены на рис. 4.2, причем область, окружающая Землю, показана в увеличенном виде. При некоторых специальных условиях могут осуществляться и другие формы движения, например периодические орбиты около центров либрации — особых точек L_i поверхностей нулевой скорости [9]. Существуют также особые случаи резонансных движений, когда период частицы находится в простой соизмеримости с периодом планеты (типа 1 : 1, 1 : 2, 2 : 3, 3 : 4 и т. п.). В таких случаях траектория частицы во вращающейся системе координат обычно имеет вид повторяющихся петель, расположенных между соответствующими поверхностями. Согласно [10], все выводы относительно поверхностей нулевой скорости, полученные в ограниченной задаче

$$l_1 = (m/3)^{1/3} - 1/3(m/3)^{2/3}, \quad (4.8)$$

а соответствующая постоянная Якоби

$$C_1 = 3 + 9(m/3)^{2/3} - \dots \approx 3 + 9l_1^2. \quad (4.9)$$

При современной массе Земли $l_1 = 0,01 \text{ а. е.}$, или, что то же, $235 R$. Орбита Луны в настоящее время отстоит от Земли примерно на $1/4$ расстояния l_1 . Она устойчива по Хиллу, т. е. в отсутствие диссипативных сил она никогда не должна выйти за пределы замкнутой поверхности нулевой скорости с константой $C_L = 3,00117$. В плоском случае можно считать, что область существования спутниковых орбит ограничена окружностью радиусом l_1 , а в трехмерном случае — сферой с тем же радиусом (сфера Хилла, см. сноску на стр. 81). Правда, область существования устойчивых спутниковых орбит несколько меньше [12].

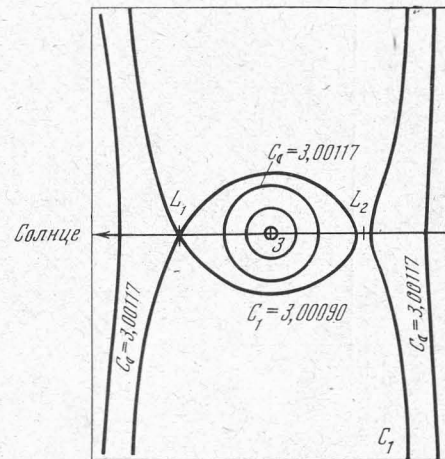


Рис. 4.3. Вид поверхностей нулевой скорости вблизи Земли

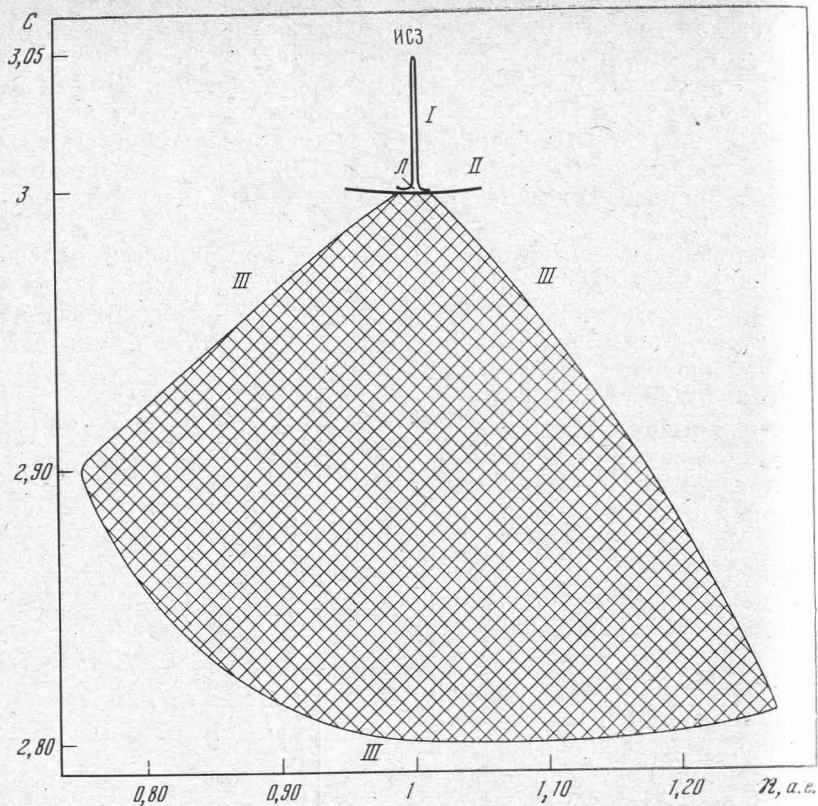


Рис. 4.4. Распределение констант C для частиц допланетного облака, которые могут сближаться с Землей на расстояние, меньшее расстояния точки либрации L_1

Представляет интерес рассчитать, каковы значения констант C у тех частиц, не связанных гравитационно с Землей и описывающих гелиоцентрические орбиты, которые могут пересекаться с орбитой Земли. При эксцентриситетах орбит частиц $e \approx v/v_c \approx \sqrt{Gm/\theta r}$ значения C у подобных частиц лежат приблизительно в пределах между 3,00 и 2,80, заполняя заштрихованную область III на рис. 4.4. На этом же рисунке показано распределение констант C для спутников Земли (I), а также для частиц, движущихся по круговым орбитам вокруг Солнца (II).

Для захвата частицы с гелиоцентрической орбиты на замкнутую геоцентрическую орбиту требуются два условия: прохождение частицы на расстоянии $l \leq l_1$ от Земли и изменение (увеличение) константы C до значений, соответствующих значениям C для спутников.

Прохождение частиц в окрестности Земли длится менее 1 года; за это время функция W не испытывает существенных изме-

нений за счет переменности $(x^2 + y^2)$ и m . Меняющейся величиной является l , однако вклад изменения слагаемого $2Gm/l$ погашается при разгоне частицы в поле тяготения Земли и увеличении скорости v . Константа C может быстро меняться лишь за счет уменьшения величины v^2 , т. е. кинетической энергии частицы в системе координат, связанной с Землей. Такое уменьшение v^2 может наступить только вследствие столкновения частицы с себе подобной. Приращение константы C будет

$$\Delta C = -2v\Delta v. \quad (4.10)$$

При идеально упругих столкновениях величины Δv в среднем равны нулю и $\Delta C = 0$. Однако мы вправе ожидать, что столкновения каменных или железокатенных частиц происходили неупруго, причем потеря скоростей Δv составляла величину $\alpha \bar{v}$, где $\alpha \approx 1/2$.

Роль неупругих столкновений в эволюции допланетного вещества была впервые отчетливо выявлена в работах О. Ю. Шмидта [13] и Л. Э. Гуревича и А. И. Лебединского [14]. В настоящее время имеется много экспериментальных данных по столкновениям тел с космическими скоростями в несколько километров в секунду, которые подтверждают значительную неупругость столкновений. При этом кинетическая энергия частиц тратится на нагревание, плавление, испарение, разрушение и лишь частично на разбросы осколков с остаточными скоростями.

Таким образом, при неупругих столкновениях $\Delta \bar{v} < 0$, $\Delta C \approx -\bar{v}^2$, т. е. $\Delta C > 0$, и процесс захвата частиц с гелиоцентрических орбит в околоземной рои должен идти необратимо. Численная оценка ΔC может быть сделана при упрощающем предположении, что все скорости частиц v одинаковы и равны $\sqrt{Gm/\theta r}$; тогда в избранной системе единиц при $\theta \approx 3$ [4] и $m = 1/2 M_{\text{совр}}$

$$\Delta C \approx v^2 \approx \frac{m}{\theta r} \approx \frac{0,5 \cdot 3 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 3,4 \cdot 10^{-5}} \approx 1,5 \cdot 10^{-2}. \quad (4.11)$$

Данное приращение ΔC значительно больше, чем разность между C_C и C_1 , которая составляет

$$C_C - C_1 = 3,00117 - 3,00090 = 2,7 \cdot 10^{-4}. \quad (4.12)$$

Поэтому неупругие столкновения вполне могут обеспечить захват частиц на спутниковые орбиты, если эти частицы до соударений имели константы C , близкие C_1 . В то же время сближаться с Землей могут и частицы с константами $C \approx 2,80$ (см. рис. 4.4). Для таких частиц приращения $\Delta C \approx 10^{-2}$ недостаточно, так как требуется $\Delta C \approx 2 \cdot 10^{-1}$. Поэтому неупругие соударения следует рассматривать как механизм, ведущий не к 100-процентному захвату всех столкнувшихся частиц, а лишь к захвату определен-

ной доли из них. В связи с этим целесообразно ввести понятие вероятности захвата при одном столкновении.

Вероятность захвата. Распределение констант C на рис. 4.4 отражает их диапазон для частиц, двигающихся в пределах всей зоны, откуда черпалось вещество Земли. Но распределение констант C для частиц, наиболее часто проходящих через сферу действия Земли, имеет другой вид, а именно монотонно возрастает до значения $C = 3,0$, так как наибольшую вероятность пройти вблизи Земли имеют частицы, движущиеся по орбитам, близким к земной. При неупругом столкновении, сопровождающемся обращением $\Delta C \approx 10^{-2}$, такие частицы захватываются с вероятностью, близкой единице. Однако столкновения частиц друг с другом могут сильно различаться по характеру: от лобовых, с противоположно направленными скоростями, до догоняющих или лишь слегка задевающих. Различия в массах столкнувшихся частиц также должны сказаться на потере скорости каждой данной частицы. Следовательно, величина Δv должна меняться в широком диапазоне от $\Delta v = 0$ до $\Delta v \cong v$ и соответственно меняется ΔC . Разнообразие условий здесь таково, что трудно приписать ΔC какую-либо аналитическую форму. Поэтому мы ограничимся только теми столкновениями, которые происходят между телами сравнимой массы, и введением понятия вероятности захвата при одном столкновении \bar{p} , численно равной средней доле массы первоначально столкнувшихся частиц, которая захватывается на околоземную орбиту:

$$\bar{p} = \frac{\Delta \mu}{\mu_1 + \mu_2}, \quad (4.13)$$

где $\Delta \mu$ — захваченная масса, μ_1 и μ_2 — сравнимые по величине массы двух столкнувшихся частиц; $\mu_1 \approx \alpha \mu_2$, где $1/2 \leq \alpha \leq 2$ [15—17].

Рассмотрим зависимость вероятности захвата от расстояния до Земли. Захват частиц, столкнувшихся вблизи предельной поверхности Хилла, весьма мало вероятен, так как требуется нулевая остаточная скорость по отношению к Земле. Захват на современном расстоянии Луны от Земли возможен при остаточных скоростях порядка 1 км/сек, а вблизи поверхности современной Земли — до 11 км/сек. При массе Земли, равной половине современной, эти скорости составят соответственно 0,7 и 8 км/сек. Можно полагать, что почти каждая частица, испытавшая столкновение с себе подобной вблизи поверхности Земли, захватывается в спутниковый рой (или падает на Землю). Из этих соображений вероятность захвата должна была приближаться к единице у поверхности Земли и монотонно спадать до нуля у периферии сферы действия Земли. Вид зависимости $\bar{p}(l)$ можно попытаться оценить по остаточной энергии частиц.

Примем для простоты, что все частицы и тела имеют одинаковую геоцентрическую скорость «на бесконечности», $v = \sqrt{Gm/\theta r}$.

Сближаясь с Землей до расстояния l , частицы получают разгон, и их геоцентрические скорости увеличиваются до значения

$$v_1 = \sqrt{\frac{Gm}{\theta r} + \frac{2Gm}{l}}. \quad (4.14)$$

Направления скоростей v_1 беспорядочны, как и направления v , поскольку тела сближаются с Землей со всех сторон. Если одно тело столкнется на расстоянии l от Земли с другим, подобным себе, то оба они в среднем потеряют при ударе некоторую часть $(1 - w)$ их удельной энергии v_1^2 . Эти тела или их осколки будут захвачены на околоземные орбиты, если оставшаяся доля w_c

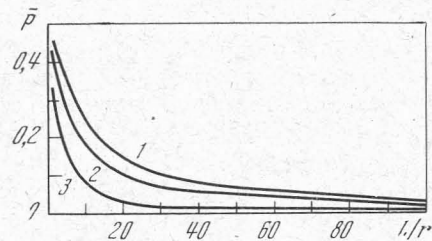


Рис. 4.5. Зависимость вероятности захвата частиц от расстояния до Земли при $\beta = 1/2$
1 — $\theta = 5$; 2 — $\theta = 3$; 3 — $\theta = 1$

кинетической энергии геоцентрического движения тел будет меньше энергии, необходимой для освобождения от гравитационного поля Земли на расстоянии l , т. е.

$$w_c v_1^2 = w_c \left(\frac{Gm}{\theta r} + \frac{2Gm}{l} \right) < \frac{2Gm}{l}. \quad (4.15)$$

Отсюда условие захвата

$$w_c < \frac{2\theta r}{l + 2\theta r}, \quad (4.16)$$

т. е. допустимая доля оставшейся энергии должна убывать с расстоянием. В диапазоне скоростей от 1 до 10 км/сек относительная потеря энергии при соударениях, по-видимому, не зависит существенно от v (по крайней мере, не убывает). Считая, что при столкновениях w распределено случайным образом и это распределение не зависит от l (т. е. что w не зависит от v_1), мы можем заключить, что условие (4.16) легче выполняется при малых l , чем при больших. Предположим, что вероятность захвата пропорциональна правой части неравенства (4.16) с коэффициентом $\beta < 1$, и, кроме того, введем в $\bar{p}(l)$ множитель $(1 - l/l_1)$, который дает обращение \bar{p} в нуль на границе роя. Получим

$$\bar{p}(l) = \beta \frac{2\theta r}{l + 2\theta r} (1 - l/l_1). \quad (4.17)$$

Вид кривой $\bar{p}(l)$ изображен на рис. 4.5 при $\theta = 1, 3, 5$ и $\beta = 1/2$. В данном случае вероятность захвата падает приблизительно от $1/2$ у поверхности Земли до нуля на границе роя. Сле-

дует отметить, что на периферии роя наряду с захватом частиц возможно также и выбрасывание частиц из сферы действия Земли с помощью новых столкновений.

Понятие вероятности захвата $\bar{p}(l)$ как относительной доли массы, захватываемой при одном столкновении прежде свободных частиц, можно распространить также на случай столкновения свободной частицы с частицей, уже захваченной в рой. Поскольку здесь новое поступление вещества при прочих равных условиях вдвое меньше, чем при «свободно-свободных» столкновениях, можно принять

$$\bar{p}_2(l) = 1/2 \bar{p}_1(l), \quad (4.18)$$

где \bar{p}_1 относится к «свободно-свободным», а \bar{p}_2 — к «свободно-связанным» столкновениям.

Количество захватываемого вещества при «свободно-свободных» столкновениях. Масса вещества, захватываемого в околоземной рой, определялась количеством взаимных столкновений частиц и вероятностью захвата. Столкновения случались в огромном диапазоне изменения размеров допланетных частиц и тел — от тел с размерами крупнейших астероидов (10^7 — 10^8 см) до мельчайших пылинок (10^{-4} — 10^{-5} см). Примем, что их распределение по размерам (вне роя), описывалось степенной формулой

$$dN(a) = B_1 a^{-n_1} da. \quad (4.19)$$

В таком виде можно представить распределение многих ансамблей существующих сейчас, например, астероидов и метеоритов, а также тел, образовавших когда-то лунные и марсианские кратеры. Из-за наличия хаотических скоростей должны происходить столкновения частиц с любыми отношениями размеров. Но не всякое, даже полностью неупругое столкновение может привести к достаточному затормаживанию частицы. Так, например, тело астероидных размеров не потеряет своей скорости, столкнувшись с пылинкой. Поэтому столкновения крупных тел с мелкими мы просто не будем учитывать, поскольку они не могут привести к захвату этих тел в спутниковый рой. Что касается мелких частиц, то их столкновения с крупными телами приведут к захвату, если крупное тело принадлежит рой, и к выметанию из роя — в противном случае. Однако столкновения мелких частиц с крупными телами происходят значительно реже, чем с мелкими, поэтому мы можем вполне пренебречь первыми по сравнению со вторыми. Учтем только те столкновения, которые происходят между частицами сравнимых масс, или, что то же, сравнимых размеров, скажем, для частиц радиусом a — только столкновения с частицами от $a - \Delta a$ до $a + \Delta a$, где

$$\Delta a = \alpha a, \quad \alpha < 1. \quad (4.20)$$

Полагая, что массы частиц не должны отличаться более чем вдвое, получаем $\alpha \approx 1/4 \div 1/5$. Полная масса Σ_1 всех частиц и

тел, испытавших подобные столкновения в единице объема в единицу времени, определяется интегралом

$$\Sigma_1 = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} da \int_{a-\Delta a}^{a+\Delta a} \frac{4}{3} \pi \delta_s r^3 \pi r^2 \bar{v} \frac{1}{2} (B_1 r^{-n_1})^2 dr, \quad (4.21)$$

где δ_s — плотность частиц. Постоянная B_1 определяется из условия нормировки

$$\rho_1 = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} B_1 r^{-n_1} r^3 \frac{4}{3} \pi \delta_s dr = \frac{B_1}{4-n_1} \frac{4}{3} \pi \delta_s (a_{\max}^{4-n_1} - a_{\min}^{4-n_1}). \quad (4.22)$$

Здесь ρ_1 — пространственная плотность вещества в зоне питания Земли. Отсюда

$$B_1 = \frac{3\rho_1(4-n_1)}{4\pi\delta_s(a_{\max}^{4-n_1} - a_{\min}^{4-n_1})}. \quad (4.23)$$

Интегрируя (4.21) с учетом (4.23), находим

$$\Sigma_1 = \frac{3}{4} \frac{\bar{v}\rho_1^2}{\delta_s} \alpha (4-n_1)^2 \frac{a_{\max}^{7-2n_1} - a_{\min}^{7-2n_1}}{(a_{\max}^{4-n_1} - a_{\min}^{4-n_1})^2} \quad (4.24)$$

(при $n \neq 3,5$ и $4,0$). При $n_1 = 3,5$

$$\Sigma_1 = \frac{3}{4} \frac{\bar{v}\rho_1^2}{\delta_s} \alpha (4-n_1)^2 \ln(a_{\max}/a_{\min}), \quad (4.25)$$

а при $n_1 = 4$

$$\Sigma_1 = \frac{3}{4} \frac{\bar{v}\rho_1^2}{\delta_s} \alpha \frac{a_{\max}^{7-2n_1} - a_{\min}^{7-2n_1}}{(7-2n_1) \ln(a_{\max}/a_{\min})}. \quad (4.26)$$

Обозначим через $a_{\text{эф}}$ множитель с размерностью длины, который зависит от функции распределения частиц по размерам:

$$a_{\text{эф}} = \frac{7-2n_1}{(4-n_1)^2} \frac{(a_{\max}^{4-n_1} - a_{\min}^{4-n_1})^2}{(a_{\max}^{7-2n_1} - a_{\min}^{7-2n_1})} \quad (4.27)$$

(в случаях $n_1 = 3,5$ или $4,0$ в это выражение входят логарифмы; см. (4.25) и (4.26)). Поскольку $a_{\max} \gg a_{\min}$, $a_{\text{эф}}$ может быть с хорошим приближением выражено в виде:

n_1	...	3,0	3,5	3,75	4,0	4,25
$a_{\text{эф}}$...	a_{\max}	$\frac{4a_{\max}}{\ln(a_{\max}/a_{\min})}$	$8\sqrt{\frac{a_{\max}}{a_{\min}}}$	$a_{\min} \ln^2 \frac{a_{\max}}{a_{\min}}$	$24a_{\min}$

Вообще при $n_1 \leq 3,5$ величина $a_{\text{эф}}$ определяется максимальным размером частиц, а при $n_1 \geq 4,0$ — минимальным, в интервале

$3,5 < n_1 < 4,0$ — комбинацией вида $a_{\max}^z a_{\min}^{1-z}$, где $z < 1$. Величина $a_{\text{эф}}$ является важной характеристикой, так как она определяет общую массу вещества частиц, прошедших через столкновения с себе подобными:

$$\Sigma_1 = \frac{3}{4} \frac{\bar{v} \rho_1^2 \alpha}{\delta_s a_{\text{эф}}} \quad (4.28)$$

Приток массы вещества μ_1 , захватываемого в рой, равен массе Σ_1 , умноженной на вероятность захвата \bar{p}_1 :

$$\frac{d\mu_1}{dt} = \bar{p}_1 \Sigma_1 \quad (4.29)$$

Формула (4.29) дает нам приток вещества в спутниковый рой на единицу объема в единицу времени за счет соударений прежде свободных частиц. Такое же выражение получается, если учесть не только соударения в интервале сравнимости $a + \Delta a$, но и все остальные соударения, приписав им вероятность захвата, равную нулю.

Изменение функции распределения частиц по размерам при их захвате в рой. Рассмотрим, как изменяется закон распределения частиц по размерам при их поступлении в рой. Предположим вначале, что дробление частиц отсутствует, тогда число частиц $dN_2(a)$ с радиусами в интервале от a до $a + da$ будет поставляться только их столкновениями с частицами радиусов от a до $a + \Delta a$:

$$dN_2(a) = 1/2 v \pi (2a)^2 \Delta N_1(a) dN_1(a) \quad (4.30)$$

Подставляя из (4.16) выражение для $dN_1(a)$, получаем

$$dN_2(a) = 1/2 v \pi (2a)^2 B_2^1 a^{-2n_1} \Delta a da \quad (4.31)$$

Поскольку $\Delta a \sim a$, имеем новое распределение по размерам вида

$$dN_2(a) = B_2 a^{-n_2} da, \quad (4.32)$$

где B_2 не зависит от a , а новый показатель степени равен

$$n_2 = 2n_1 - 3. \quad (4.33)$$

Следовательно, захват в рой вследствие «свободно-свободных» соударений приводит к увеличению показателя обратного степенного закона (4.19) при $n_1 > 3$. Значения n_1 переходят в следующие значения n_2 :

n_1	2	2,5	3	3,5	3,75
n_2	1	2	3	4,0	4,5

Наиболее характерным на стадии допланетных тел было, по-видимому, распределение вида (4.19) с показателем $n_1 = 3,5$ [4, 18]. К этому приводит изучение асимптотики поведения больших ансамблей твердых тел с учетом их коагуляции и дробления. При та-

ком распределении основная масса сосредоточена в крупных телах, а суммарная поверхность больше у мелкой фракции. При $n_1 = 3,5$ изменение, вызванное захватом без дроблений, приводит к распределению с показателем $n_2 = 4$. Это означает отбор в рой мелкого компонента межпланетных частиц и дальнейшее относительное увеличение суммарной поверхности мелкой фракции. На распределении частиц по всей зоне Земли (на величине n_1) этот отбор практически не сказывается, если масса околоземного роя мала по сравнению с массой всех частиц. Неизбежные дробления, сопутствующие столкновениям, дополнительно увеличивают количество мелких частиц.

Захват вещества в околоземной рой при «свободно-связанных» соударениях частиц. По мере образования спутникового роя за счет «свободно-свободных» соударений должны все чаще происходить столкновения залетающих в рой частиц с частицами роя, что также приводит к захвату прежде свободных частиц. По аналогии с (4.29) можно найти, что захватываемая в единицу времени масса $d\mu_2/dt$ равна

$$\frac{d\mu_2}{dt} = \bar{p}_2 \Sigma_2 = \frac{\bar{p}_1}{2} \Sigma_2 = \frac{3}{4} \frac{\bar{p}_1 \alpha \bar{v} \rho_1 \rho_2}{\delta_s a_{\text{эф}}}, \quad (4.34)$$

где ρ_2 — пространственная плотность роя, а $a_{\text{эф}}$ — эффективный размер при взаимодействии двух ансамблей частиц: «свободных» с распределением (4.19) и «связанных» с распределением такого же вида, но, вообще говоря, с иным показателем n_2 :

$$a'_{\text{эф}} = \frac{7 - n_1 - n_2}{(4 - n_1)(4 - n_2)} \frac{(a_{\max}^{4-n_1} - a_{\min}^{4-n_1})(a_{\max}^{4-n_2} - a_{\min}^{4-n_2})}{a_{\max}^{7-n_1-n_2} - a_{\min}^{7-n_1-n_2}} \quad (4.35)$$

Если принять, что n_1 в течение активной стадии роста Земли и пополнения околоземного роя приблизительно постоянно и равно 3,5, то при различных n_2 , которые могут осуществляться в рое, эффективный размер с достаточным приближением будет выражен следующим образом:

n_2	3,5	3,75	
$a'_{\text{эф}}$	$\frac{4a_{\max}}{\ln(a_{\max}/a_{\min})}$	$2a_{\max}^{3/4} a_{\min}^{1/4}$	
n_2	4,0	4,5	5,0
$a'_{\text{эф}}$	$\ln(a_{\max}/a_{\min}) \cdot \sqrt{a_{\max} a_{\min}}$	$4\sqrt{a_{\max} a_{\min}}$	$3\sqrt{a_{\max} a_{\min}}$

Мы видим, что во всех случаях при $n_2 \geq 4,0$ эффективный размер выражается как среднее геометрическое между a_{\max} и a_{\min} и при разных n_2 отличается лишь небольшим числовым множителем. Различие между a_{\max} и a_{\min} достигало, вероятно, 12—13 порядков величины. Поэтому изменение эффективного размера с величины порядка a_{\max} на величину порядка $\sqrt{a_{\max} a_{\min}}$ означает увеличе-

ние захватываемой массы на 6 порядков величины. Таким образом, «свободно-связанные» неупругие соударения, или, что то же, застревание в рое свободных частиц, оказываются важнейшим источником пополнения роя. В дальнейших параграфах настоящей главы этот механизм будет рассмотрен более подробно. Остановимся на других формах захвата вещества в околоземной рой.

§ 3. Гравитационный захват частиц на геоцентрические орбиты

Первые попытки использовать теорию О. Ю. Шмидта об аккумуляции планет к образованию вокруг них спутников были сделаны для чисто гравитационного, «бесстолкновительного» захвата. Далее будет показано, что для роста Луны «бесстолкновительный» захват имеет лишь вспомогательное значение. Однако сама теория представляет интерес, так как наглядно показывает роль точек либрации в ограниченной задаче трех тел как своеобразных «пропускных пунктов» для частиц, переходящих с гелиоцентрических орбит на геоцентрические и обратно.

Изложим теорию гравитационного захвата вещества растущей Землей, следуя работе В. В. Радзиевского [11]. Рассмотрим планету с переменной массой, обращающуюся по круговой орбите с центром в общем центре масс системы; Солнце, окруженное гравитирующей средой, плотность которой изменяется с расстоянием по закону, связанному с законом планетных расстояний, и частицу, на которую действует притяжение со стороны Солнца, среды и планеты и световое отталкивание со стороны Солнца. Введем расстояние \mathfrak{R}_0 между частицей и центром тяжести системы. Тогда в системе единиц, где $\omega_c = 1$ и $G = 1$ интеграл Якоби можно записать в виде

$$v^2 = \mathfrak{R}_0^2 + \frac{2(1-m)}{\mathfrak{R}} + \frac{2m}{l} - \int_1^{\mathfrak{R}} \left(\frac{\Delta m}{\mathfrak{R}^2} \right) d\mathfrak{R} - C. \quad (4.36)$$

Здесь m — текущая масса Земли вместе с массой среды, заключенной внутри охватывающей Землю предельной поверхности Хилла (в дальнейшем она будет называться массой Земли); $(1-m)$ — сумма масс Солнца и среды, заключенной внутри гелиоцентрической сферы радиусом, равным единице, за которую принято расстояние между Землей и Солнцем; Δm — масса, заключенная между двумя сферическими оболочками с радиусами \mathfrak{R} и 1; $\Delta m > 0$ при $\mathfrak{R} > 1$; $\Delta m = 0$ при $\mathfrak{R} \leq 1$. При $v = 0$ интеграл Якоби (4.36) дает уравнение поверхности нулевой скорости. Как уже упоминалось в § 2 настоящей главы, согласно [10], наличие гравитирующей среды качественно не изменяет вида поверхности нулевой скорости с их двойными точками L_1 и L_2 , которые соответствуют пустотной задаче трех тел. Расстояние от Земли до точки L_1

при наличии среды, как и в пустотной задаче, выражается в виде (4.8), если только зародыш Земли достиг массы $m > 10^{-3} M_{\text{совр}}$. Значение константы C_1 (для точки L_1) также сохраняет свое классическое выражение с точностью до второго члена ряда при том же условии о нижней границе m (см. (4.9)).

Таким образом, уже на очень ранних стадиях роста Земли наличие гравитирующей среды в оценках l_1 и C_1 может не учитываться. Учет светового давления в ограниченной задаче трех тел, выполненный в [19], показал, что для частиц с поперечником порядка 1 см и меньше поверхности нулевой скорости значительно более деформируются, чем в классическом случае проблемы. В частности, оваллоид, охватывающий Землю и проходящий через точку L_1 , размыкается в области L_2 , сливаясь с наружным «завесом» Хилла (см. рис. 4.3). Однако этот результат справедлив лишь для прозрачного допланетного облака, в котором эффект Пойнтинга — Робертсона «выметает» мелкие частицы к Солнцу. Поэтому деформация поверхности нулевой скорости вследствие светового давления учитываться не будет.

Рассмотрим теперь условия для гравитационного захвата частиц Землей, вызванного переменностью массы m . Очевидно, на каждом непродолжительном отрезке времени, в течение которого масса Земли практически не изменяется, проблема может рассматриваться в ее классической постановке и выражения для l_1 и C_1 можно считать инвариантными.

Так как с каждым мгновенным приростом массы m не могут меняться мгновенная скорость и положение частицы, то изменение m вызывает соответствующее изменение константы C , характеризующей данную частицу. Как видно из (4.36),

$$dC = -\frac{2dm}{\mathfrak{R}} + \frac{2dm}{l} - 2d \left(\int_1^{\mathfrak{R}} \frac{\Delta m}{\mathfrak{R}^2} d\mathfrak{R} \right). \quad (4.37)$$

При увеличении массы Земли на dm масса Δm соответственно убывает, при этом можно положить²

$$2d \left(\int_1^{\mathfrak{R}} \frac{\Delta m}{\mathfrak{R}^2} d\mathfrak{R} \right) = \frac{2dm}{\mathfrak{R}}$$

и, следовательно,

$$dC = \left(\frac{2}{l} - \frac{4}{\mathfrak{R}} \right) dm. \quad (4.38)$$

С другой стороны, дифференцируя (4.9), находим

$$dC_1 = \frac{2}{(m/3)^{1/3}} dm = \frac{2}{l_1} dm. \quad (4.39)$$

² В. В. Радзиевский [11] полагал в правой части $\frac{dm}{\mathfrak{R}}$.

Для частиц, находящихся внутри предельно замкнутого овалоида Хилла, окружающего Солнце, $l > l_1$, и, следовательно, для них, как это видно из (4.38) и (4.39):

$$\frac{dC}{dm} < \frac{dC_1}{dm}. \quad (4.40)$$

Рост массы Земли для таких частиц не приводит к их гравитационному захвату.

Наоборот, для частиц, уже находящихся в овалоиде, охватывающем Землю, $\mathfrak{R} \gg l$ и $l < l_1$, поэтому для них

$$\frac{dC}{dm} > \frac{dC_1}{dm}, \quad (4.41)$$

откуда следует, что выход таких частиц из этого овалоида по мере роста массы Земли затрудняется, а для частиц, проникших в него через точку L и имевших в момент перехода $C = C_1$, делается вообще невозможным. Такие частицы становятся устойчивыми (в смысле Хилла) спутниками планеты. Предположим, что частица до захвата находится в точке L_1 , т. е. в системе отсчета, связанной с Солнцем; она движется в плоскости эклиптики, обращаясь в прямом направлении и вокруг Солнца, и вокруг Земли с одинаковыми сидерическими периодами, равными 1 году. Тогда после захвата такая частица будет обращаться вокруг Земли в плоскости эклиптики в прямом направлении, причем ее удельный момент количества движения относительно Земли будет равен моменту точки либрации L_1 , т. е.

$$k = \omega_c l_1^2 = \omega_c (m/3)^{2/3}. \quad (4.42)$$

При современной массе Земли этот удельный момент соответствовал бы геоцентрической орбите спутника с радиусом около $78 R$, т. е. даже несколько больше, чем современное расстояние Луны от Земли. В. В. Радзиевский допускает, что вблизи точек либрации L_1 , а также L_2 могли образовываться скопления частиц допланетного облака, совершавших колебательные движения относительно центров L_1 и L_2 , откуда и черпалось вещество в околоземной рой по мере прироста массы Земли.

Данная теория была применена Е. П. Разбитной [20] к вопросу о происхождении Луны. Гравитационный захват частиц мыслился основным источником питания Луны, но для того чтобы получить Луну с ее современным орбитальным моментом, допускался небольшой вклад частиц, непосредственно ударяющих в Луну и в среднем приносящих нулевой момент. Предполагалось, что частицы, захватываемые Землей, не пребывают до этого неопределенно долго вблизи точек L_1 и L_2 , а приходят туда вследствие столкновительного взаимодействия в облаке. Таким образом, столкновения частиц играли вспомогательную роль, перераспределяя константы C . Число частиц с константами C , близкими к C_1 , полагалось пропорциональным общему количеству вещества в зоне

Земли, т. е. $M_{\text{совр}} - m$, а коэффициент пропорциональности подбирался из условия, что к концу роста Земли ($m = M_{\text{совр}}$) должна вырасти и Луна на ее современной орбите. Это привело к довольно странному результату: начальная масса Земли, при которой начинается захват лунного вещества, получается равной $0,96 M_{\text{совр}}$, а возраст Луны — $0,84$ от возраста Земли.

Подробный критический анализ модели Е. П. Разбитной был дан нами еще в 1960 г. [15]. Все аргументы по существу сводятся к тому, что чисто гравитационный захват вещества вследствие прироста m — гораздо менее эффективный способ пополнения роя, чем неупругие соударения. Действительно, сравним оба механизма в терминах приращения константы C при одном сближении частицы с Землей. Пролет частицы внутри сферы действия Земли длится менее 1 года (период обращения точки L_1). За это время прирост массы Земли дает

$$\Delta C = 2 \Delta m/l \quad (4.43)$$

независимо от размера частицы. Сильно мажорируя правую часть, примем минимальное значение для l , равное r , и время пролета, равное 1 году. Тогда в системе единиц, принятой в ограниченной задаче трех тел:

$$\Delta C \ll 2 \frac{(\Delta m/m)_{1 \text{ год}} [m/(M_{\odot} + m)]}{r/\mathfrak{R}} = \frac{2 \cdot 10^{-8} \cdot 3 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 10^{-5}} \approx 1,5 \cdot 10^{-9}. \quad (4.44)$$

Реальные ΔC будут меньше примерно в 10^2 раз, так как близкий пролет частицы на расстояниях $l \approx r$ длится часы, а основное время порядка года тратится на дальнем пролете при $l \approx 100 r$. Скорость прироста Δm здесь также взята мажорирующая — она соответствует активной стадии роста Земли [4], а не стадии затухания роста от $0,96$ до $1,00 M_{\text{совр}}$, как у Е. П. Разбитной. Лишь совершенно ничтожная доля всех частиц, заполняющих пространство в зоне Земли, может оказаться захваченной при столь малых ($\approx 10^{-11}$) приращениях ΔC . Мы уже упоминали ранее, что для захвата обычно нужно ΔC от 10^{-1} до 10^{-4} .

Оценка ΔC для неупругих соударений сильно зависит от размера частицы и от функции распределения частиц роя по размерам. Используя формулы, приведенные ниже в параграфе о времени релаксации роя, можно найти ΔC для различных состояний роя. Здесь $\Delta C \approx 2v\Delta v$, а $\Delta v \approx 1/2 v$ для лобовых соударений сравнимых масс. В принятых единицах это соответствует $\Delta C \approx 10^{-2}$ (см. (4.11)). Учитывая, что не все столкновения могут дать большую потерю скорости, примем для сравнимых масс $\overline{\Delta C} \approx 10^{-3}$. Для столкновения частицы m_1 с меньшей массой m_2 будем тогда иметь $\overline{\Delta C} \approx 10^{-3} \cdot m_2/m_1$. Даже если роя в настоящем смысле еще нет, а сфера действия Земли просто заполнена частицами «фона», т. е. межпланетной средой с плотностью примерно 10^{-12} г/см^3 , что характерно для активной стадии роста Земли ($m \approx 1/2 M_{\text{совр}}$),

то в пределах сферы действия Земли должно содержаться около $2 \cdot 10^{-4}$ масс Луны (мы здесь пренебрегаем фокусировкой частиц вблизи Земли, что еще увеличивает общую массу «фоновых» частиц). Один пролет частицы сквозь сферу действия Земли, заполненную такой средой, приведет частицу радиусом 10^{-3} см к столкновению с себе подобной (или с суммой меньших частиц, имеющих ту же массу), частица радиусом 10 см встретит 10^{-2} , тело радиусом в 1 км — 10^{-4} , а 100 км — 10^{-5} своей массы. Приращение ΔC составит соответственно $\sim 10^{-3}$, 10^{-5} , 10^{-7} , 10^{-8} . Мы видим, что одно лишь торможение в среде, окружающей Землю в начале ее роста, более эффективно меняет характер движения частиц и даже крупных тел, чем прирост массы Земли за время сближения. Контраст усугубляется, когда вокруг Земли уже существует рой спутников с массой, скажем, 10^{-2} масс Луны. Если при этом распределение частиц роя по размерам имеет вид a^{-4} , то все частицы с радиусом меньше 10 м при одном пролете столкнутся с частицами, масса которых многократно превысит их собственную. Для них мы можем принять $\Delta C \geq 10^{-3}$. Для тел радиусом 100 км ΔC уменьшится до 10^{-6} . Проведенное сравнение показывает, что неупругие столкновения частиц следует считать главным фактором в образовании околоземного роя, а чисто гравитационный захват — весьма малым дополнительным источником его питания.

§ 4. Масса околоземного роя

Будем различать текущую массу околоземного роя μ и полную массу вещества, которое прошло через стадию роя и впоследствии присоединилось к Земле и к Луне:

$$\mu_{\Sigma} = \int_{t_0}^{t_{\text{совр}}} \frac{d\mu}{dt} dt.$$

Согласно (4.29) и (4.34) можно написать

$$\frac{d\mu}{dt} = \int_0^{l_1} 4\pi l^2 \left[p_1(l) \Sigma_1 + \frac{p_1(l)}{2} \Sigma_2 \right] dl. \quad (4.45)$$

Тогда

$$\mu_{\Sigma} = \int_{t_0}^{t_{\text{совр}}} \int_{r(t)}^{l_1(t)} 4\pi l^2 (t) \left[p_1(l) \Sigma_1(t) + \frac{p_1(l)}{2} \Sigma_2(t) \right] dl dt. \quad (4.46)$$

Здесь член с Σ_1 определяет вклад «свободно-свободных» столкновений, а член с Σ_2 — вклад «свободно-связанных». Выше уже отмечалось, что именно Σ_2 может дать наиболее значительный приток вещества в рой. Однако определение μ_{Σ} по формуле (4.46) затруднено как раз из-за неопределенности члена с Σ_2 . При отсут-

ствии вычерпывания вещества роя его плотность ρ_2 за счет «свободно-связанных» столкновений растет экспоненциально, так как $d\rho_2 \sim \rho_2$. Однако, как мы увидим ниже, наиболее плотная внутренняя часть роя выпадает на Землю, а периферическая часть сильно перестраивается в силу перераспределения момента (см. § 5 наст. главы). Кроме того, в наиболее плотных частях роя должен происходить рост спутников. Далее мы покажем, что спутники быстрее расщипают рой, чем сама планета вычерпывает свою зону. Поэтому текущая масса роя μ , которая определяет его текущую плотность ρ_2 , скорее держится на некотором уровне во время активного роста Земли, чем испытывает экспоненциальный прирост. Ниже мы попытаемся оценить этот «уровень», хотя и не очень определенно.

Начало образования роя и максимальная скорость его пополнения. Трудно указать момент начала образования роя. Он мог возникнуть лишь вокруг достаточно крупного зародыша Земли, уже переросшего своих «конкуренентов». Исходя из того, что планета Марс имеет двух маленьких спутников, можно считать, что при массе зародыша Земли, равной массе Марса, т. е. около $0,1 M_{\text{совр}}$, у нее уже началось образование спутникового роя. Однако слишком ранние порции роя при дальнейшем росте массы Земли должны были приближаться к ней в соответствии с инвариантом $ml_s = \text{const}$, где l_s — радиус орбиты спутника. Увеличение m в 10 раз означает сокращение орбит в 10 раз, и те частицы, которые обращались вначале на расстоянии, меньшем $30 R$, оказываются в конце внутри зоны Роша ($3R$) или выпадают на Землю. Поэтому для аккумуляции спутников важны только порции роя, захваченные уже при массе планеты, сравнимой с современной массой. В некоторых специальных случаях можно оценить ту массу растущей планеты, когда скорость пополнения роя максимальна. Введем под интегралом в (4.45) некоторую среднюю вероятность захвата \bar{p} вместо $p_1(l)$, среднюю скорость частиц \bar{v} и среднюю по объему плотность роя $\bar{\rho}_2$. Тогда $d\mu/dt$ можно записать в виде

$$\frac{d\mu}{dt} = \left(\frac{3}{4} \frac{\bar{v} \bar{\rho}_1^2 \alpha}{\delta_s a_{\text{эф}}} + \frac{3}{4} \frac{\bar{v} \bar{\rho}_1 \bar{\rho}_2 \alpha}{\delta_s a'_{\text{эф}}} \right) \cdot 4/3 \pi l_1^3 = \frac{\pi \bar{p} l_1^3 \bar{v} \alpha \rho_1}{\delta_s} \left(\frac{\rho_1}{a_{\text{эф}}} + \frac{\bar{\rho}_2}{a'_{\text{эф}}} \right). \quad (4.47)$$

Наложим теперь условие на $\bar{\rho}_2$, считая его все время пропорциональным ρ_1 . Имея в виду, что $l_1^3 \sim m$, $\bar{v} = \sqrt{Gm/\theta r} \sim m^{1/2}$ и что $\rho_1 \sim (M_{\text{совр}} - m)$, если $\mu \ll m$, и дифференцируя правую часть как функцию m по времени, можно найти, при каком m^* скорость пополнения роя $d\mu/dt$ максимальна, т. е. $d^2\mu/dt^2 = 0$. Имеем

$$\frac{d^2\mu}{dt^2} \sim 4/3 m^{1/2} \frac{dm}{dt} (M_{\text{совр}} - m)^2 + m^{1/2} [-2(M_{\text{совр}} - m)] \frac{dm}{dt} = 0. \quad (4.48)$$

Сокращая правую часть на $m^{1/2}dm/dt \neq 0$, получаем алгебраическое квадратное уравнение для m :

$$m^2 - 7/5 M_{\text{совр}} m + 2/5 M_{\text{совр}}^2 = 0; \quad (4.49)$$

его решением являются $m_1^* = 2/5 M_{\text{совр}}$ и $m_2^* = M_{\text{совр}}$. Очевидно, что второй корень соответствует минимуму $d\mu/dt$, когда эта величина обращается в нуль в конце роста Земли. Первый же корень $m_1^* = 2/5 M_{\text{совр}}$ соответствует максимуму $d\mu/dt$. Значит, рой набирается быстрее всего где-то в интервале значений m между $1/3$ и $1/2 M_{\text{совр}}$. В этом же интервале быстрее всего растет сама Земля (см. рис. 4.1). Мы уже ранее называли эту стадию активной стадией роста.

Зависимость массы спутникового роя от массы планеты. Можно далее попытаться найти зависимость полной массы роя от конечной массы планеты: $\mu_{\Sigma}(M_{\text{совр}})$. Предположим вначале, что вкладом вещества роя в массу всей планеты можно пренебречь. Тогда можно разделить скорость прироста $d\mu/dt$, даваемую (4.45), на скорость роста массы Земли по (4.6). Получим

$$d\mu/dm = D_1(M_{\text{совр}} - m - \mu) + D_2 m^{-2/3} \mu_t, \quad (4.50)$$

где первый член справа описывает вклад «свободно-свободных», а второй член — «свободно-связанных» столкновений. Коэффициенты при них соответственно равны:

$$D_1 = \frac{\bar{p} \sqrt{\bar{\theta}} \alpha}{9 a_{\text{эф}} (1 + 2\theta) \sqrt{3\pi \delta_s M_{\odot} \mathcal{R}}}, \quad (4.51)$$

$$D_2 = \frac{3^{1/3} \bar{p} \alpha \delta_s^{2/3}}{(4\pi)^{1/3} \delta_s a'_{\text{эф}} (1 + 2\theta)}. \quad (4.52)$$

Оценим вначале только вклад «свободно-свободных» столкновений. Имеем

$$\frac{d\mu_1}{dm} = D_1(M - m - \mu_{\Sigma}). \quad (4.53)$$

Пренебрегая μ_{Σ} по сравнению с M и m , получаем

$$\mu_1 = D_1 \left(\frac{M^2_{\text{совр}}}{2} - M_{\text{совр}} m_0 + \frac{m_0^2}{2} \right). \quad (4.54)$$

Максимальное значение μ_1 при $m_0 = 0$ будет

$$\mu_1 = D_1 M_{\text{совр}}^2 / 2. \quad (4.55)$$

Оценим это выражение при $n_1 = 3,5$, $a_{\text{max}} \approx 10^8$ см, $a_{\text{min}} \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ см, что дает

$$a_{\text{эф}} \approx 10^7 \text{ см}. \quad (4.56)$$

Получаем

$$\mu_1(M_{\text{совр}}) = 10^{-5} \mu_{\odot}, \quad (4.57)$$

что ничтожно мало по сравнению с массой Луны. Мы можем заключить, что одни только «свободно-свободные» столкновения не способны были бы образовать околоземной рой, необходимый для образования в нем Луны.

На этом основании пренебрежем членом с D_1 в уравнении (4.50) и рассмотрим образование околоземного роя только за счет «свободно-связанных» столкновений, которые дают

$$\mu_2 = \mu_0 e^{F_t}. \quad (4.58)$$

За μ_0 можно принять массу частиц «фона», заполняющих сферу действия Земли, так как именно они вначале выполняют роль сопротивляющейся среды. Как только в рое появляется сравнимая масса частиц уже на геоцентрических орбитах, роль сопротивляющейся среды переходит к ним и новые порции вещества захватываются уже в «свободно-связанных» столкновениях.

Предположим,

$$\mu = \mu_2, \quad (4.59)$$

$$\mu_t \approx \gamma \mu, \quad (4.60)$$

где γ — доля всей массы роя, находящаяся в данный момент в околоземном пространстве, $\gamma < 1$, тогда

$$\mu = \mu_0 e^{F}, \quad (4.61)$$

где

$$F = \frac{3^{1/3} \delta_s^{2/3} \gamma \bar{p} \alpha (m^{1/2} - m_0^{1/2})}{(4\pi)^{1/3} \delta_s (1 + 2\theta) a'_{\text{эф}}}. \quad (4.62)$$

Очевидным условием образования массивного роя вокруг растущей планеты является $F > 1$.

Принимая за μ_0 массу частиц фона в период активной стадии роста Земли ($m = (2/5 \div 1/2) M_{\text{совр}}$), имеем в пределах сферы действия Земли

$$\mu_0 = (10^{-4} \div 10^{-5}) \mu_{\odot}. \quad (4.63)$$

Следовательно, для получения роя с полной массой $10 \mu_{\odot}$ необходимо $F \gtrsim 10$. Положим $\alpha = 1/5$, $\bar{p} = 1/100$; $m_0 = 2/5 M_{\text{совр}}$. Тогда при различных γ имеем условие для $a'_{\text{эф}}$, которое дает нам требуемое значение F :

γ	1	0,1	0,1	0,001
$a'_{\text{эф}}$, см	10^5	10^4	10^3	10^2

Аналогичный результат получится, если принять, что плотность вещества роя ρ_0 (исключая крупные спутники) всегда пропорциональна ρ_1 , т. е. плотности фона, и коэффициент пропорциональности между ними равен k_2 ($\rho_2 = k_2 \rho_1$). Тогда вместо (4.34) имеем:

$$\frac{d\mu_2}{dt} = \frac{\bar{p}}{2} \Sigma_2' = \frac{3\bar{p}\alpha\bar{v}k_2\rho_1^2}{4\delta_s a_{\text{эф}}'}, \quad (4.64)$$

$$\mu(M) \approx D_1' \frac{M^2}{2}, \quad (4.65)$$

$$D_1' = \frac{2\bar{p}\alpha\sqrt{\bar{\theta}}k_1k_2}{9a_{\text{эф}}'(1+2\theta)\sqrt{3\pi\delta_s M_{\odot}^2 R}}. \quad (4.66)$$

При ρ_1 введен множитель $k_1 < 1$ для того, чтобы учесть только те столкновения ансамбля межпланетных частиц с ансамблем роя, которые происходят между частицами сравнимой массы. Исключая, например, из взаимодействия крупнейшие допланетные тела с радиусами порядка 10^8 см (им не было «равных» в рое), мы должны положить $k_1 = 1/3$, если $n_1 = 3,5$ (см. (4.19)). В этом случае $a_{\text{max}} \cong 10^7$ см. При $a_{\text{min}} = 10^{-4} \div 10^{-5}$ см и $n_2 = 4,0$ получим $a_{\text{эф}}' = 200 \div 600$ см (см. выводы на стр. 107). Подставляя в (4.65) $\mu = 10 \mu_{\zeta}$, находим $k_2 = 10$.

Следовательно, для захвата в рой десятикратной массы Луны должно выполняться условие

$$\rho_2 \approx 10 \rho_1, \quad (4.67)$$

т. е. если мы считали, что плотность роя все время держится на определенном уровне, то этот уровень должен быть на порядок выше плотности «фона» ρ_1 в течение активной стадии роста Земли. Численно на этой стадии $\rho_1 \approx 10^{-12}$ г/см³. Тогда в пределах современной лунной орбиты $60 R$ условие (4.67) дает текущую массу роя около 10^{-4} масс Луны, а в пределах сферы действия Земли ($10^{-3} - 10^{-2}$) μ_{ζ} . В процессе эволюции роя он должен подвергаться непрерывному обновлению за счет притока межпланетных частиц и вычерпыванию растущими спутниками Земли.

§ 5. Геоцентрический момент околоземного роя и начальное расстояние Луны (или системы протолун) от Земли

Планетоцентрический момент количества движения той части вещества роя, которая объединяется в спутник, определяет орбитальный момент этого спутника, т. е. его начальное расстояние. В случае, когда образуется система спутников, определяется их суммарный момент. Часть вещества роя, которая не входит в спутники, а выпадает на планету, отдает ей какой-то вращательный

момент, который складывается с моментом, приносимым в ходе прямого роста планеты. Поэтому оценка планетоцентрического момента роя представляет большой интерес [21]. В 1965 г. с помощью ЭВМ уже смоделировано вращение планет нужного порядка [22, 23]. Рассчитать вращение спутникового роя значительно труднее.

Известно, что если взять элементарную ячейку в виде круга в плоском околосолнечном облаке, каждая частица которого описывает круговую кеплерову орбиту, то ее вращательный момент относительно оси, проходящей через ее геометрический центр и параллельной оси вращения облака, равен $+1/4 I\omega_c$, где знак плюс означает вращение в том же направлении, что и у облака относительно Солнца. Величина I обозначает момент инерции ячейки относительно упомянутой оси, а ω_c — кеплерову угловую скорость движения вокруг Солнца. Наличие в центре ячейки зародыша планеты должно как-то изменить величину ее планетоцентрического момента.

Рассмотрим систему Земля — рой в стадии формирования. Только что захваченные частицы могут иметь орбиты с различными эксцентриситетами и разными направлениями обращения вокруг Земли. Последующие неупругие столкновения с другими частицами роя перемещают их на почти круговые орбиты в центральной плоскости роя либо приводят к их выпадению на Землю. Если случайные компоненты остаточных скоростей только что захваченных частиц симметричны относительно вращающейся вместе с Землей вокруг Солнца системы координат (как это предполагалось в работах В. В. Радзиевского и А. В. Артемьева [24, 25]), то суммарный момент количества движения роя составляет $+I\omega_c$, где I — момент инерции частиц роя во время захвата относительно оси, проходящей через Землю и параллельной оси эклиптики. Такой же момент количества движения имел бы конгломерат частиц, жестко связанных со сферой Хилла, поэтому иногда говорят о твердотельном вращении новой порции роя со скоростью обращения Земли вокруг Солнца.

В единице объема захваты осуществляются чаще вблизи Земли, но из-за сильной вытянутости орбит только захваченных частиц они будут заполнять все пространство вокруг Земли, где возможно существование ее спутников. Так как величина ω_c меньше угловой скорости движения частицы по любой круговой геоцентрической орбите, то и средний удельный момент $l^2\omega_c$ частиц, поступающих в рой на расстоянии l , меньше удельного момента спутника на орбите с радиусом l в центральной плоскости роя:

$$l^2\omega_c < \sqrt{Gml}. \quad (4.68)$$

Удельный момент $l^2\omega_c$ вещества, захваченного на расстоянии от Земли, равном радиусу сферы Лапласа ($l = r_L = 144 R$), равен удельному моменту прямого спутника, обращающегося на круговой геоцентрической орбите на расстоянии $\approx 12R$. Момент

вещества, захваченного на экваторе сферы Хилла ($l = l_1 \cong \cong 235 R$), равен моменту спутника на расстоянии $78 R$. Если бы все вещество роя было захвачено на расстояниях ближе $80 R$, то его момент был бы меньше удельного момента спутника, движущегося по кеплеровой орбите на расстоянии $1 R$ от центра Земли, т. е. оно выпало бы на Землю. Для удельного момента Луны на ее современной орбите захват вещества должен был бы осуществляться на расстояниях более $220 R$, т. е. почти на границе сферы Хилла. Распределение среднего удельного геоцентрического момента в веществе, захватываемом на разных расстояниях, приведено на рис. 4.6 (кривая k_{II}). Там же отложены удельные моменты \sqrt{Gml} спутников, обращающихся вокруг Земли на круговых орбитах радиусом l (кривая k_I). Несоответствие первого вторым должно все время приводить к «перестройке» роя, показанной на рис. 4.6 стрелками. Ясно, что при такой перестройке концентрация захватываемого вещества к планете резко возрастает и приводит к выпадению значительной массы из роя на Землю. Возможно, что эта масса в несколько раз превышала массу Луны и

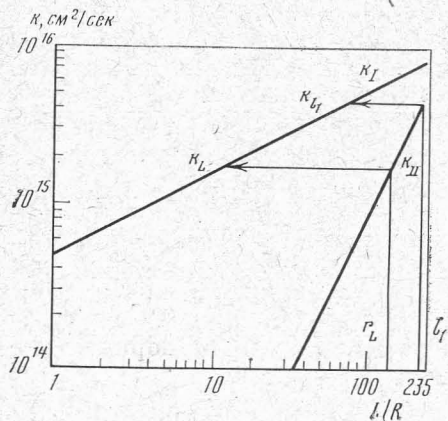


Рис. 4.6. Зависимость удельного момента спутников Земли от радиуса орбиты l

k_I — удельный момент спутников на круговых орбитах;

k_{II} — распределение удельного геоцентрического вращательного момента в спутниковом рое, соответствующего его «твердотельному» вращению относительно Солнца;

r_L и l_1 — границы сферы Лапласа и Хилла соответственно;

k_L и k_{l_1} — верхние пределы момента в сфере Лапласа и Хилла соответственно

принесла с собой заметную долю «регулярного» момента Земли, т. е. компонента ее осевого момента, который перпендикулярен плоскости эклиптики.

Процесс пополнения роя длился на протяжении почти всего времени аккумуляции Земли. Параллельно с этим происходили выпадения вещества роя на Землю и его аккумуляция в одну или несколько протолун. Введем фиктивную суммарную (за все время пополнения роя) поверхностную плотность σ только что захваченного вещества. Пусть зависимость σ от расстояния от оси выражается в виде

$$\sigma = \sigma_0 (l/R)^{-b}. \quad (4.69)$$

Оценим соотношение масс и вращательных моментов для двух порций вещества роя: для захваченной ближе к его оси вращения и предположительно выпадающей на Землю и захваченной вдали, по предположению объединяющейся в Луну.

Обозначим границы внутренней и внешней частей роя соответственно (l_1, l_2) и (l_2, l_3) , где $l_3 > l_2 > l_1$. Тогда отношение массы M , выпавшей на Землю, к массе μ , образовавшей Луну, будет

$$\frac{M}{\mu} = \frac{2\pi \int_{l_1}^{l_2} \sigma l dl}{2\pi \int_{l_2}^{l_3} \sigma l dl} = \frac{l_2^{2-b} - l_1^{2-b}}{l_3^{2-b} - l_2^{2-b}}, \quad (4.70)$$

отношение суммарных вращательных моментов

$$\frac{K}{K_\mu} = \frac{2\pi \sigma_0 \omega_c \int_{l_1}^{l_2} l^{3-b} dl}{2\pi \sigma_0 \omega_c \int_{l_2}^{l_3} l^{3-b} dl} = \frac{l_2^{4-b} - l_1^{4-b}}{l_3^{4-b} - l_2^{4-b}}, \quad (4.71)$$

удельный момент вещества Луны

$$k_\mu = \frac{K_\mu}{\mu} = \frac{\omega_c (l_3^{4-b} - l_1^{4-b}) (2-b)}{(l_3^{2-b} - l_2^{2-b}) (4-b)} \quad (4.72)$$

и удельный момент вещества, выпавшего на Землю,

$$k = \frac{K}{M} = \frac{\omega_c (l_2^{4-b} - l_1^{4-b}) (2-b)}{(l_2^{2-b} - l_1^{2-b}) (4-b)}. \quad (4.73)$$

За внутреннюю границу l_1 можно принять радиус Земли ($l_1 = R$), за l_3 — радиус сферы Хилла. Границу l_2 между двумя частями роя можно выбрать из условия, чтобы удельный момент $l_2^2 \omega_c$ равнялся удельному моменту спутника, обращающегося на пределе приливной устойчивости Роша ($\approx 3R$); тогда $l_2 \approx 100R$. Соответствующие этим границам отношения масс и моментов, удельные моменты и суммарный момент системы Земли — Луна приведены в табл. 6 для различных степеней концентрации b . Мы видим, что количество вещества, выпадающего из роя на Землю, сильно увеличивается с ростом концентрации захватываемого вещества к центру, отношение моментов увеличивается слабее, а начальный удельный момент Луны еще менее зависит от степени концентрации.

При $l_3 = 235R$ и только одной протолуне последняя образуется на расстоянии $(15-27)R$ в зависимости от степени концентрации вещества к центру. Система протолун могла бы образоваться в области $(3-78)R$. За счет выпадения вещества из роя момент Земли K может получиться как больше, так и меньше

Таблица 6

Распределение массы и вращательного момента в рое, ограниченном сферой Хилла (235 R), для различных степеней концентрации b

b	M/μ	K/Kμ	k·10 ⁻¹³ , см ² /сек	kμ·10 ⁻¹⁶ , см ² /сек	K·10 ⁻⁴¹ , г·см ² /сек (μ = μ _Г)	Kμ·10 ⁻⁴¹ , г·см ² /сек (μ = μ _Г)	(K + Kμ)· 10 ⁻⁴¹ , г·см ² /сек	l _Г /R
0	0,22	0,033	40	2,6	0,065	1,9	2	27
1	0,73	0,083	27	2,4	0,14	1,75	1,9	23
2	5,4	0,22	8,7	2,1	0,34	1,55	1,9	17,4
2,5	25,8	0,38	3	2,0	0,56	1,46	2,1	16
3	172	0,73	0,8	1,9	1,0	1,4	2,4	14

современного, равного $5,8 \cdot 10^{40}$ г·см²/сек, но во всех рассмотренных случаях суммарный момент системы Земля — Луна получается меньше современного, равного $3,45 \cdot 10^{41}$ г·см²/сек. Для получения данных, согласующихся с наблюдениями, необходимо допустить, что значительную часть своего момента Земля получила вследствие прямого роста.

Согласно Джули [25], численно рассмотревшего схему прямого роста Земли за счет частиц, обращающихся вокруг Солнца в плоскости эклиптики, Земля должна была приобрести момент $K_0 = (1,7 \div 1,8) \cdot 10^{41}$ г·см²/сек, т. е. вращение с периодом в 7 час. При использовании данных табл. 6 получается, что при K_0 от $1,7 \cdot 10^{41}$ до $1,8 \cdot 10^{41}$ г·см²/сек, по Джули, и при b от 0 до 2,5, соответствующих выпадению из роа на Землю от нескольких десятых до нескольких десятков масс Луны, сумма полного момента роа и начального момента Земли, равная $3,7 \cdot 10^{41}$ г·см²/сек, оказывается близкой к современному моменту системы Земля — Луна ($3,45 \cdot 10^{41}$ г·см²/сек).

Относительный вклад спутниковых роев во вращение других планет Солнечной системы, по-видимому, был меньше (см. гл. 6). Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы.

1. Плотность роа сильно возрастала по направлению к Земле, и значительная часть его должна была выпасть на Землю, принеся ей заметную часть ее вращательного момента.

2. Если границу роа можно аппроксимировать сферой Хилла (235 R) и если распределение $\sigma(l)$ аппроксимировать формулой (4.63), то одиночная протолуна образуется на расстоянии $(15 \div 27) R$, а система протолун — в области $(3 \div 78) R$. Найденное начальное расстояние протолуны хорошо укладывается в интервал начальных расстояний Луны от 10 до 30 R, полученный Голдрайхом из расчетов приливной эволюции лунной орбиты.

§ 6. Динамические особенности роа

Время релаксации роа. Оценим время τ_s , за которое частица роа (спутник) испытывает столкновения с более мелкими частицами, также принадлежащими роа, сумма масс которых равна ее массе m_s [26].

Пренебрежем дроблениями частиц. Для неспособных расти мелких тел τ_s является характерным временем упорядочивания движения в рое вследствие неупругости столкновений. Для крупных тел, способных расти, τ_s означает время удвоения массы или характерное время роста, если потеря массы при столкновениях с частицами мала, т. е. коэффициент разрушения (см. ниже) $f_s \approx 0$:

$$\Delta m_s \cong m_s = \pi a^2 \rho_s v_s \tau_s. \quad (4.74)$$

Здесь ρ_s — плотность, создаваемая частицами мельче m_s . Подставив сюда $m_s = \frac{4}{3} \pi \delta_s a^3$, $\rho_s v_s = 4 \sigma_s / P$, где σ_s — поверхностная плотность вещества в рое, включающая лишь тела с массами меньше m_s , получим:

$$\tau_s = a \delta_s P / 3 \sigma_s, \quad (4.75)$$

$$\sigma_s = \frac{\int_{a_{\min}}^a m_s B_3 a^{-n_2} da}{S} = \frac{\mu_s}{S} \frac{\int_{a_{\min}}^a m_s B_3 a^{-n_2} da}{\int_{a_{\min}}^a m_s B_3 a^{-n_2} da},$$

где μ_s — масса всего роа, равная интегралу в знаменателе, которую здесь удобно ввести в явном виде, а S — площадь роа. Коэффициент нормировки B_3 относится ко всему объему роа. Отсюда находим при $n_2 \neq 4$:

$$\sigma_s = \frac{\mu_s}{S} \frac{(a^{4-n_2} - a_{\min}^{4-n_2})}{(a_{\max}^{4-n_2} - a_{\min}^{4-n_2})}, \quad \tau_s = \frac{\delta_s P a S (a_{\max}^{4-n_2} - a_{\min}^{4-n_2})}{3 \mu_s (a^{4-n_2} - a_{\min}^{4-n_2})}, \quad (4.76)$$

а при $n_2 = 4$:

$$\sigma_s = \frac{\mu_s}{S} \frac{\ln(a/a_{\min})}{\ln(a_{\max}/a_{\min})}, \quad \tau_s = \frac{\delta_s P a S}{3 \mu_s} \frac{\ln(a_{\max}/a_{\min})}{\ln(a/a_{\min})}. \quad (4.77)$$

Из (4.76) видно, что τ_s при $n_2 = 3$ и $a \gg a_{\min}$ не зависит от размеров частиц. При $n_2 < 3$ для более крупных тел τ_s меньше, чем для более мелких; при $n_2 > 3$, наоборот, движение мелких тел упорядочивается быстрее, чем растут и упорядочиваются крупные тела. В последнем случае создаются более благоприятные условия для аккумуляции крупных спутников. Значения τ_s , вычисленные для $n_2 = 3,5$ и 4 в зависимости от μ_s при $P = 10^6$ сек ($l = 32 R$) и $S = \pi (60 R)^2$ (площадь круга, ограниченного современной лунной орбитой), приведены в табл. 7.

Таблица 7

Время релаксации τ_s (в годах) в зависимости от ν_s для различных значений a

ν_s/ν_c	$a, \text{ см}$					
	10	10^3	10^5	10^6	10^7	10^8
$n_2 = 3,5, a_{\max} 10^8 \text{ см}, a \gg a_{\min}$						
10^{-4}	$7 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^5$		
10^{-2}	7	70	700	$2,2 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	
1,0	0,07	0,7	7	22	70	220
$n_2 = 4, a_{\max} = 10^8 \text{ см}, a_{\min} = 10^{-4} \text{ см}$						
10^{-6}	48	$3,4 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^6$		
10^{-4}	0,48	34	$2,7 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$		
10^{-2}	$4,8 \cdot 10^{-3}$	0,34	27	240	$2,2 \cdot 10^3$	
1,0	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	0,27	2,4	22	200

На других орбитах l/τ_s отличается от приведенного в $l^{1/2}$ раз, так как $P \sim l^{3/2}$; например, для $l = 60 R$ время τ_s в 2,5 раза больше.

Из таблицы видно, что времена релаксации много меньше характерного времени аккумуляции Земли — 10^8 лет [4]. Это говорит в пользу быстрой эволюции роя.

Разрушение мелких спутников Земли частицами из межпланетного пространства. Мы видели, что при наличии упорядоченного околоземного роя крупный зародыш спутника способен быстро удвоить свою массу, вычерпывая частицы с геоцентрических орбит. При отсутствии роя все спутники меньше некоторого размера должны разрушаться под действием ударов частиц с гелиоцентрических орбит. В самом деле, при сближении с растущей Землей геоцентрическая скорость межпланетной частицы равна

$$v_1 = \sqrt{\frac{2Gm}{l} + \frac{Gm}{\theta r}}, \quad (4.78)$$

если она не тормозится в сопротивляющейся среде. По отношению к спутнику, обращающемуся по круговой орбите со скоростью $\sqrt{Gm/l}$, средняя скорость частицы будет

$$\bar{v}_2 = \sqrt{\frac{2Gm}{l} + \frac{Gm}{\theta r} + \frac{Gm}{l}}. \quad (4.79)$$

В пространстве, ограниченном современной лунной орбитой, эта скорость заключена между 14 и $3,5 \text{ км/сек}$, когда масса Земли растет от $M_{\text{совр}}/2$ до $M_{\text{совр}}$. Эта скорость намного больше, чем скорость освобождения с поверхности спутников, которая для тела с плотностью $3,3 \text{ г/см}^3$ и радиусом 1000 км составляет $1,36 \text{ км/}$

сек, для тела радиусом 100 км — $0,136 \text{ км/сек}$ и т. п. Удельная кинетическая энергия межпланетных частиц, с которой они должны были сталкиваться со спутниками Земли, была порядка 10^{11} эрг/г . При таком ударе частица должна была разрушать много большую массу, чем ее собственная. Для разрушения каменных тел требуется от 10^8 до 10^9 эрг/г [27], а для преодоления поля тяготения спутников с радиусами от 10 до 100 км достаточно от 10^6 до 10^8 эрг/г . Поэтому удары межпланетных частиц в большинстве случаев сопровождались не только разрушением тел и самих частиц, но и разбрасыванием осколков на самостоятельные околоземные орбиты. Так, например, если принять энергию дробления 10^8 эрг/г , соответствующую разрушению на крупные обломки, то спутник с радиусом 100 км должен был разрушиться и разлететься при ударе тела с радиусом 30 км , столкнувшись с ним со скоростью $1,5 \text{ км/сек}$, или тела с радиусом 15 км , налетевшего со скоростью 5 км/сек . Для того чтобы 100 -километровый спутник был разрушен сильнее (энергия 10^9 эрг/г), радиусы тел, ударяющих со скоростью $1,5$ и 5 км/сек , должны быть соответственно 50 и 25 км , т. е. все еще существенно меньше радиуса спутника.

Оценим время разрушения спутника радиусом a_s различными межпланетными телами, ударяющими его с одинаковой скоростью \bar{v}_1 , из которых все крупнее a_d разрушают спутник сразу, а более мелкие, чем a_d , постепенно выщербливают его. Как отмечено выше, $a_d < a_s$.

Пусть $dN(a) = B_1 a^{-n_1} da$, тогда время, в течение которого со спутником случается в среднем одно разрушительное столкновение, равно

$$\tau_d = \left(\int_{a_d}^{a_{\max}} B_1 a^{-n_1} \pi (a_s + a)^2 \bar{v}_1 da \right)^{-1}, \quad (4.80)$$

где a_{\max} — максимальный радиус тел.

Время, в течение которого спутник массой m_s сталкивается с частицами мельче a_d , имеющими суммарную массу, достаточную чтобы его разрушить, составляет

$$\tau_c = m_s \left[f_s \int_{a_{\min}}^{a_d} \frac{4\pi}{3} \delta_s a^3 B_1 a^{-n_1} \pi (a_s + a)^2 v_1 da \right]^{-1}, \quad (4.81)$$

где коэффициент потери при бомбардировке f_s показывает, во сколько раз масса, выбрасываемая из спутника частицей, больше массы самой частицы. Среднее время разрушения спутника τ_f определяется из выражения

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_c}. \quad (4.82)$$

Коэффициент f_s зависит от энергии ударяющей частицы и от массы спутника. В работе, посвященной условиям роста астероидов, Хартман [28] вычислил f_s на основании экспериментальных данных Голта и др. по ударам с гиперзвуковыми скоростями 5—7 км/сек. В экспериментах Голта отношение разрушаемой массы к массе «снаряда» было 10^2 — 10^3 , но большие скорости выброса, до 19 км/сек, наблюдались лишь у небольшой порции вещества с массой, приблизительно равной массе «снаряда». У этого выброса зарегистрирован нижний предел скорости 0,25 км/сек. Такую величину имеет параболическая скорость на поверхности тела с радиусом 176 км (при плотности 3,6 г/см³). Это значение Хартман принимает в качестве нижнего предела радиуса неразрушаемого астероида, который подвергается ударам частиц со скоростями 5—7 км/сек. Для меньших тел, которые не растут, а только разрушаются ударами, он приводит значения коэффициента f_s в зависимости от их радиусов a_s (при плотности тел 3,3 г/см³ радиусы были бы на 5% больше):

a_s , км	176	100	10	1	≤ 1
f_s	≥ 1	4	26	10^3	10^3

А. Маркус [29] на основе тех же экспериментальных данных Голта и др., но с учетом всей функции распределения скоростей выброшенного вещества приводит более высокие коэффициенты разрушения. По Маркусу, при скорости удара 5—7 км/сек $f_s = 1$ соответствует телу с радиусом около 400 км; у тел с радиусами менее 200 км коэффициент f_s более 10; для $a = 100$ км $f_s \approx 30$; при переходе к меньшим телам f_s увеличивается до нескольких сотен.

Данные Голта применимы к условиям околоземного пространства, в котором типичные скорости межпланетных частиц были около 5 км/сек. Отсюда следует, что для роста спутников радиусом менее некоторой величины (по Маркусу 400 км) необходим был околоземной рой частиц с гораздо меньшими пекулярными скоростями. Подсчет показывает, что при отсутствии роя в период активного роста Земли, когда пространственная плотность межпланетных частиц в зоне питания Земли составляла 10^{-11} — 10^{-12} г/см³, а их распределение по радиусам имело показатель n в интервале от 3 до 4, спутник с радиусом 100 км ($f \approx 30$) разрушался бы за время порядка 10^5 лет. Тела с радиусами 200 км, для которых f несколько меньше, разрушались бы за 10^6 — 10^7 лет. Таким образом, в окрестности достаточно массивной Земли без околоземного роя никакое тело астероидного размера не смогло бы вырасти в Луну за счет межпланетных тел и частиц, а только разрушалось бы ими.

Рост крупных спутников Земли за счет межпланетных частиц. Предположим, что околоземной рой отсутствует, но в окрестности Земли имеются крупные спутники, которые уже не разрушают-

ся при ударах межпланетных частиц, а даже способны расти при столкновениях с ними. Оценим максимальный прирост их массы, предположив, что коэффициент разрушения $f_s \approx 0$. В действительности реальные значения f_s все же больше нуля, так как частицы причиняют разрушение поверхности спутников, но их осколки и продукты выброса остаются на околоземных орбитах и в конечном счете выпадают на спутники и на Землю. Одновременный рост Земли и спутника массой μ и радиусом a описывается соотношениями:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi}{\rho} r_e^2 \mathcal{J}, \quad r_e^2 = r^2 \left(1 + \frac{2Gm}{v^2 r} \right), \quad (4.83)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{4\pi}{\rho} a_e^2 \mathcal{J}, \quad a_e^2 = a^2 \left(1 + \frac{2G\mu}{v^2 a} \right). \quad (4.84)$$

Пусть, как и раньше, $v^2 = Gm/\theta r$, тогда

$$r_e^2 = r^2(1 + 2\theta), \quad a_e^2 = a^2[1 + 2\theta(\mu/m)^{2/3}] \approx a^2. \quad (4.85)$$

Приравнявая выражение для $d\mu/dm$ к тому, которое получается при делении (4.84) на (4.83), получаем:

$$\frac{d\mu}{dm} = \frac{4\pi \delta_s a^2 da}{4\pi \delta_{\oplus} r^2 dr} = \frac{a^2}{r^2(1 + 2\theta)}, \quad (4.86)$$

т. е.

$$\frac{da}{dr} = \frac{\delta_{\oplus}}{\delta_s} \frac{1}{1 + 2\theta}. \quad (4.87)$$

При $\delta_{\oplus}/\delta_s = 5/3$ и $\theta = 3$ это дает $da/dr = 5/21$, при $\theta = 5$, $da/dr = 5/33$.

Учет пространственного уплотнения орбит частиц, пролетающих вблизи Земли, может несколько повысить эффективное поперечное сечение πa_e^2 у спутников, близко расположенных к Земле [30]. Однако в этом случае одновременно возрастает и теряемая спутником масса вследствие большей интенсивности ударов, поэтому наш вывод остается в силе.

Сохраниться могли только те спутники, которые начали расти, когда масса зародыша Земли достигла примерно половины современной земной массы (при меньшей массе зародыша Земли нет гарантии, что система не распалась бы от ударов других крупных масс в зоне питания Земли). Кроме того, если начальная масса зародыша планеты мала, то при ее дальнейшем значительном увеличении все спутники, находившиеся вначале на расстоянии $l_0 < l_R M/m_0$, затягиваются внутрь предела Роша l_R и разрушаются. При росте Земли от $M_{\text{совр}}/2$ до $M_{\text{совр}}$ ее радиус увеличивается на 1300 км. Согласно (4.87) прирост радиуса крупного спутника составит максимум 200—300 км. Для обеспечения таким путем роста Луны нужно было бы, чтобы при массе Земли, вдвое меньшей, чем сейчас, у нее уже существовала протолуна с радиусом

1400—1500 км, т. е. спутник с массой, равной 0,5—0,7 современной массы Луны, или три-четыре протолуны, каждая радиусом 1000 км и такой же общей массой. Следовательно, рост крупных спутников за счет межпланетных частиц хотя и возможен, но не решает проблемы образования этих спутников, которые сами должны были вырасти за счет роя.

Условия роста спутника в околоземном рою. Оценим, каким должен быть околоземной рой, в котором выполняются условия роста спутника. Средние скорости \bar{v}_s частиц роя относительно спутника, движущегося по круговой орбите, определялись отклонениями орбит частиц от орбиты спутника:

$$\bar{v}_s \cong \bar{e}v_c \cong i\dot{v}_c, \quad (4.88)$$

где v_c — круговая геоцентрическая скорость, равная $\sqrt{Gm/l}$, e — эксцентриситет орбиты частицы, i — наклон ее орбиты к орбите спутника в рад. При достаточной упорядоченности движения частиц роя $e \ll 1$, $i \ll 1$, и скорости v_s много меньше v_1 , даваемого (4.79). Упорядоченность движения достигалась за сравнительно небольшое время, как это показано выше. Скорости v_s однозначно связаны с однородной толщиной роя $v_s = 4H_s/P$, где P — геоцентрический период обращения частиц роя. Степень упорядоченности или уплотнения околоземного роя ограничивалась присутствием в нем крупных тел, возмущения которых и определяли \bar{e} и i :

$$\bar{e} = i \cong \frac{\bar{v}_s}{v_c} = \frac{\sqrt{G(m_s)_{\max}/\theta a_{\max}}}{\sqrt{Gm/l}} = \frac{a_{\max}}{r} \sqrt{\frac{l\delta_s}{r\theta\delta_{\oplus}}}. \quad (4.89)$$

Именно эти крупнейшие в данный момент тела и были способны к дальнейшему росту за счет частиц роя, т. е. могли стать зародышами спутников, а меньшие тела служили для них лишь питающей средой.

Возможность роста крупных тел в окрестности растущей Земли зависела от соотношения плотностей околоземного роя и межпланетной среды. При анализе этого процесса следует различать два компонента роя. Один состоит из частиц на упорядоченных орбитах, другой — из вновь захватываемых в рой частиц, орбиты которых вначале сильно вытянуты и наклонены к центральной плоскости роя, где должны аккумулироваться крупные спутники. Назовем такие частицы неупорядоченным компонентом роя. Прирост массы спутника составляет

$$\frac{dm_s}{dt} = \pi a_s^2 [\rho_s v_s (1 - f_s) + \rho_i v_i (1 - f_i) + \rho_1 v_1 (1 - f_1)], \quad (4.90)$$

где f_s — коэффициент потери при столкновении с упорядоченным компонентом роя, ρ_s — его плотность, f_i и f_1 , ρ_i и ρ_1 , v_i и v_1 — соответственно коэффициенты потери, плотность и скорость частиц неупорядоченного компонента и межпланетных частиц. В сумме ρ_s и ρ_i составляют полную плотность роя ρ_2 . Для приближенной оценки примем, что f_i и f_1 одинаковы и равны f , а так как $\bar{v}_s \ll \bar{v}_1$,

то положим f_s равным нулю и пусть $\bar{v}_i \approx \bar{v}_1$, $\rho_i \approx \rho_1$. Тогда условие роста спутника $dm_s/dt > 0$ запишется в виде

$$\rho_s \bar{v}_s > 2 \rho_1 \bar{v}_1 (f - 1) \quad (4.91)$$

или с подстановкой

$$\frac{\bar{v}_1}{\bar{v}_s} = \frac{r}{a_{\max}} \sqrt{\frac{\delta_{\oplus}}{\delta_s} \left(1 + \frac{3\theta r}{l}\right)}$$

в виде

$$\frac{\rho_s}{\rho_1} = 2 \frac{r}{a_{\max}} (f - 1) \sqrt{\frac{\delta_{\oplus}}{\delta_s} \left(1 + \frac{3\theta r}{l}\right)}, \quad (4.92)$$

где значение корня меняется примерно от 2,5 для малых l до 1,4 для больших l . Это отношение имеет смысл рассматривать вблизи плоскости симметрии роя, где плотность ρ_s максимальна и где обращаются зародыши спутников. Рассмотрим это условие в применении к зародышам спутников различных размеров a_s , имея в виду тела, которые являются крупнейшими в данной зоне роя и поэтому определяют значения v_s .

Спутники крупнее некоторого предела, для которых $f \ll 1$, растут при любых $\rho_s > 0$. По Маркусу этот предел составляет 400 км, по Хартману предельный радиус в 2 раза меньше. Но для более мелких спутников условие приводит к довольно жестким требованиям в отношении ρ_s . Так, например, для спутников с радиусами 100 км при скоростях v_s , определяемых их воздействием, мы имеем $2r/a_s \approx 100$ и, кроме того, f составляет несколько десятков. Таким образом, для роста 100-километрового спутника требуется плотность упорядоченного компонента роя на три порядка выше плотности межпланетной среды. Рост меньшего зародыша требует не только более высокой плотности в плоскости симметрии, но и большей массы роя. В самом деле, условие представляет собой ограничение снизу для поверхностной плотности роя, если его переписать в виде

$$\sigma_s > \frac{P}{2} \rho_1 \bar{v}_1 (f - 1). \quad (4.93)$$

Отсюда можно заключить, что текущая масса роя, пропорциональная σ_s , должна быть тем больше, чем меньше начальный размер зародыша, так как с уменьшением его возрастает коэффициент f . Поэтому более реальным представляется рост спутника из достаточно крупного тела, захваченного в рой при столкновении с себе подобным, так как возможность роста спутника, начиная с зародыша сколь угодно малого радиуса, сомнительна.

Подсчет числа столкновений тел различных размеров в окрестности Земли за все время ее роста, которые могли бы привести к захвату спутника, показывает, что вероятность одного столкновения двух тел с радиусами 1000 км менее 10^{-3} (см. гл. 3, § 3).

Такой же подсчет показывает, что за это время могли произойти единичные столкновения тел с радиусами 200—300 км и несколько десятков столкновений тел с радиусами 100 км (если в подобных телах была сосредоточена основная масса вещества зоны питания Земли). Это означает, что максимальный начальный размер спутников Земли, захваченных в рой, был, вероятно, не более 100 км, и то лишь если при столкновении тел могли уцелеть достаточно крупные обломки. Для роста такого спутника Земли необходимым был околоземный рой с начальной плотностью в его центральной плоскости в сотни раз выше плотности межпланетной среды. Это требование выполнимо при экспоненциальном приросте массы роя согласно формуле (4.61), когда нет вычерпывания.

Из изложенного выше можно заключить, что активную стадию аккумуляции Земли должно было сопровождать образование околоземного спутникового роя вследствие неупругих столкновений частиц и тел в гравитационной сфере Земли. Некоторая часть вещества этого роя должна была выпасть на Землю, но другая его часть должна была оставаться на геоцентрических орбитах с прямым движением.

Качественно картину роста спутников в рое можно разделить на два этапа: сначала монотонное пополнение роя за счет «свободно-связанных» столкновений частиц, обогащение его мелкой фракцией, упорядочивание движения частиц, стягивание роя внутрь, достижение высокой плотности ρ_s в плоскости симметрии роя на сравнительно небольших расстояниях от планеты; затем начало роста наиболее крупных тел с вычерпыванием упорядоченного компонента роя. На втором этапе плотность мелкой фракции, по видимому, уже не нарастала, а поддерживалась на некотором уровне. Условие $\bar{\rho}_2 \geq 10 \rho_1$ (4.67) является достаточным для прохождения через рой около 10 масс Луны, если оно выполняется в среднем за все время роста Земли. На первом этапе оно могло «перевыполняться», поскольку не было вычерпывания, а на втором этапе — «недовыполняться», поскольку рост спутников сопровождался ускорением вычерпывания. Каждое крупное тело было потенциальным зародышем спутника, однако в связи с большой вероятностью разрушения в результате ударов частиц и тел, приходящих с гелиоцентрических орбит, уцелеть в околоземном рое могли лишь самые крупные тела с радиусами порядка 1000 км.

Настоящее рассмотрение показывает, что образование околоземного роя и рост в нем крупных спутников естественным образом «вписываются» в схему роста Земли.

1. Д. Брауэр, Дж. Клеменс. Методы небесной механики. М., ИЛ, 1964.
2. Н. Н. Парийский. On the origin of the solar system and tidal action on the size of the planet's orbit.— Астроном. цирку., 1944, № 34, 1.
3. Б. Ю. Левин. О расстояниях и массах планет.— Вопросы космогонии, 1960, 7, 55.
4. В. С. Сафронов. Длительность процесса формирования Земли и планет и ее роль в их геохимической эволюции.— В кн.: Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати).
5. В. С. Сафронов. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М., «Наука», 1969.
6. В. С. Сафронов. Начальное состояние Земли и некоторые черты ее эволюции.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 7, 35.
7. Б. Ю. Левин. Происхождение Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 7, 5.
8. В. С. Сафронов. О первоначальной температуре Земли.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 1, 139.
9. М. Ф. Субботин. Курс небесной механики, Т. 2. Л.— М., ОНТИ, 1937.
10. Н. Ф. Рейн. О сгущениях внутри пылевой туманности.— Астроном. ж., 1933, 10, № 4, 400.
11. В. В. Радзиевский. Происхождение Луны в свете космогонической теории О. Ю. Шмидта.— Бюлл. ВАГО, 1952, № 11 (18), 3.
12. Г. А. Чеботарев. Гравитационная сфера Хилла и устойчивость спутниковых орбит.— Бюлл. ИТА, 1968, 9, № 6 (129), 341.
13. О. Ю. Шмидт. Четыре лекции о теории происхождения Земли. Изд. 3-е. М., Изд-во АН СССР, 1957.
14. Л. Э. Гуревич, А. И. Лебединский. Об образовании планет.— Изв. АН СССР, серия физ., 1950, 14, № 6, 765.
15. Е. Л. Рускол. О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел.— Астроном. ж., 1960, 37, № 4, 690.
16. Е. Л. Рускол. The origin of the Moon.— In: The Moon. Z. Kopal, Z. Kadla (Eds.). London, N. Y., Acad. Press, 1962, p. 149—155.
17. Е. Л. Рускол. О происхождении Луны. II. Рост Луны в околоземном спутниковом рое.— Астроном. ж., 1963, 40, № 2, 288.
18. Е. В. Вяжгина, Г. В. Печерникова, В. С. Сафронов. Качественное решение уравнения коагуляции с учетом дробления тел.— Астроном. ж., 1973, 50, 1261.
19. В. В. Радзиевский. О неконсервативности фотогравитационного поля и о возможном механизме захвата Солнцем космической пыли.— Докл. АН СССР, 1950, 72, 861.
20. Е. П. Разбитная. О происхождении Луны. Автореф. канд. дисс. ЛГПИ им. А. И. Герцена, 1954.
21. Е. Л. Рускол. Роль спутникового роя в происхождении вращения Земли.— Астроном. вестн., 1972, 6, № 2, 91.
22. Р. И. Киладзе. К вопросу о суточном вращении планет. К вопросу о вращении планет вокруг собственной оси.— Бюлл. Абаст. астрофиз. obs., 1965, № 32, 223, 231.
23. А. В. Артемьев, В. В. Радзиевский. О происхождении осевого вращения планет.— Астроном. ж., 1965, 42, 24.
24. А. В. Артемьев. О происхождении осевого вращения Земли.— Уч. зап. Ярослав. пед. ин-та. «Астрономия», 1963, вып. 56, 9.
25. R. T. Giuli. On the rotation of the Earth produced by gravitational accretion of particles.— Icarus, 1968, 8, № 2, 301.
26. Е. Л. Рускол. Происхождение Луны. III. Некоторые вопросы динамики околоземного роя.— Астроном. ж., 1971, 48, № 4, 819.
27. E. J. Öpik. Meteor impact on solid surface.— Irish Astron. J., 1958, 5, 14.
28. W. K. Hartmann. Growth of asteroids and planetesimals by accretion.— Astrophys. J., 1968, 152, 337.
29. A. H. Marcus. Speculations on mass loss by meteoroid impact and formation of the planets.— Icarus, 1969, 11, 76.
30. A. W. Harris, W. M. Kaula. A coaccretional model of satellite formation.— Colloq. IAU 28 «Planetary Satellites», Aug. 1974, Ithaca.

АККУМУЛЯЦИЯ ЛУНЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ РОЕ

Краткость процессов в околоземном спутниковом рое ($\approx 10^8$ лет) и длительность времени аккумуляции Земли ($\approx 10^8$ лет), по-видимому, исключают монотонный рост Луны из единого зародыша. Вероятно, ее рост сопровождался коллизиями с самого начала, а не только в конце, когда образовался видимый рельеф. Одной из возможных предисторий системы Земля—Луна следует считать систему, состоявшую из Земли и нескольких протолун. Под протолунами следует понимать только самые крупные спутники, способные просуществовать более 10^8 лет при их бомбардировке с гелиоцентрических орбит, т. е. тела с размерами порядка тысячи километров. Только участие в аккумуляции Луны крупных тел дает более высокую начальную температуру ее недр и может объяснить неоднородности ее строения [1]. Особенности химического состава Луны могут быть связаны с механическими процессами при формировании роа. С отсортировкой летучих веществ при образовании Луны связана также последующая история лунной атмосферы.

§ 1. Максимальное и наиболее вероятное число крупных спутников у растущей Земли

Оценим возможное число крупных протолун, образующихся возле растущей Земли. Максимальное число крупных спутников Земли можно оценить, зная ширину тел кольцевых зон роа, где эти спутники доминировали над остальными телами, в предположении, что орбиты самих спутников были круговыми. По аналогии с тем, как это принималось В. С. Сафроновым для зон питания растущих планет [2], мы можем считать, что ширина зоны пропорциональна среднему эксцентриситету орбит питающих частиц:

$$\Delta l = 2el, \quad (5.1)$$

где l — радиус круговой орбиты спутника. При наличии эксцентриситета орбиты спутника зона питания должна быть шире.

Эксцентриситеты, как и наклоны орбит питающих частиц, связаны с возмущениями от спутника массой μ и радиусом a :

$$e \approx i \approx v/v_c,$$

где

$$v = \sqrt{G\mu/(\theta a)}, \quad v_c = \sqrt{Gm/l},$$

отсюда

$$\Delta l = 2\sqrt{\mu/(\theta ma)} l^{3/2}. \quad (5.2)$$

На рис. 5.1 показана зависимость Δl от l для четырех случаев систем спутников с массами $\mu = 1/10\mu_\odot$, $1/5\mu_\odot$, $1/3\mu_\odot$ и $1/2\mu_\odot$ при $\theta = 3$ в пространстве, ограниченном современной лунной орбитой. Мы видим, что с удалением от Земли ширина зон питания быстро растет.

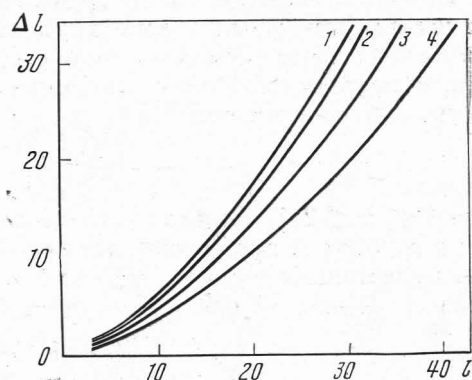


Рис. 5.1. Зависимость ширины зон питания спутников от их расстояния до Земли

1 — $\mu = 1/2\mu_\odot$;

2 — $\mu = 1/5\mu_\odot$;

3 — $\mu = 1/3\mu_\odot$;

4 — $\mu = 1/10\mu_\odot$

Расположение спутников в своих зонах зависит от концентрации вещества к центру роа. Его можно оценить для спутников, у которых в процессе роста приливное взаимодействие с центральным телом несущественно. Введем, как и ранее (см. гл. 4), некую эффективную поверхностную плотность роа σ , которая является интегралом по времени от фактической поверхностной плотности роа на данном расстоянии. Пусть σ распределяется в роа по закону

$$\sigma \sim l^{-q}. \quad (5.3)$$

Тогда масса вещества, заключенного в кольцевой зоне с границами l_1 и l_2 , будет

$$\mu_s = \int_{l_1}^{l_2} 2\pi sl \, dl,$$

а суммарный геоцентрический момент вещества зоны

$$K_s = \sqrt{Gm} \int_{l_1}^{l_2} \sqrt{l} \, d\mu = \frac{\text{const} \sqrt{Gm}}{5/2 - q} (l_2^{5/2-q} - l_1^{5/2-q}). \quad (5.4)$$

Последний определяет положение l_s образовавшегося в зоне спутника:

$$K_{\mu} = \mu_s \sqrt{Gml_s} = K_s,$$

где μ_s — масса спутника. Отсюда

$$\sqrt{l_s} = \frac{(2-q)(l_2^{5/2-q} - l_1^{5/2-q})}{(5/2-q)(l_2^{2-q} - l_1^{2-q})} \quad \text{при } q \neq 2 \text{ и } 2,5, \quad (5.5)$$

$$\sqrt{l_s} = \frac{V l_2 - V l_1}{\ln(l_2/l_1)} \quad \text{при } q = 2. \quad (5.6)$$

При $q < 2$ на результирующее расстояние l_s больше влияет внешний край зоны, при $q > 2$ — внутренний край. При $q = 2$ получаем l_s , близкое к геометрической середине зоны. В § 5 гл. 4 отмечено, что удовлетворительное согласие с современным моментом системы Земля—Луна получается, если принять, что поверхностная плотность только что захваченного вещества удовлетворяет соотношению

$$\sigma_0 \sim l^{-b}, \quad (5.7)$$

где $1 \leq b \leq 2,5$. Переход захваченных частиц на круговые орбиты с прямым направлением движения означает уменьшение среднего расстояния частицы с l_0 , на котором она начинает обращаться вокруг Земли, до расстояния l по формуле

$$l_0^2 \omega_c = \sqrt{Gml}, \quad (5.8)$$

откуда $l = \text{const } l_0^4$. При такой «перестройке» роя его плотность меняется по закону

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{4} \left(\frac{l_0}{l} \right)^2. \quad (5.9)$$

Подставляя сюда l_0 из (5.8), имеем:

$$\sigma = \sigma_0 l^{-3/2} \sim l^{-b-3/2}, \quad q = b + \frac{3}{2}. \quad (5.10)$$

Отметим, что стягивание роя, которое вызывается приростом массы Земли, не меняет степени концентрации, так как при этом все расстояния частиц сокращаются в одно и то же число раз. Из (5.7) и (5.10) следует

$$2,5 \leq q \leq 4. \quad (5.11)$$

При таких значениях q положение спутника в своей зоне близко к внутренней границе l_1 . Это означает, что самая близкая к Земле протолуна могла находиться в непосредственной близости от предела Роша ($2,89 R$ для жидкого спутника и около $2,8 R$ для твердого радиусом $\geq 10^3$ км). Округляя, можем положить расстояние

протолуны № 1 равным $3 R$. Далее, пользуясь соотношением (5.2) для ширины зон питания протолун, можно найти последовательность расстояний следующих протолун, имеющих соприкасающиеся зоны питания. В пределах сферы действия Земли можно поместить не более семи протолун с массами $1/2 \mu_{\zeta}$, или девяти с $1/3 \mu_{\zeta}$, или десяти с $1/5 \mu_{\zeta}$, или одиннадцати с $1/10 \mu_{\zeta}$. В пределах современной лунной орбиты можно поместить соответственно шесть—девять протолун с выбранными массами. Число таких протолун следует считать максимальным, поскольку мы пренебрегали эксцентриситетами орбит спутников и их приливным отодвиганием в процессе роста.

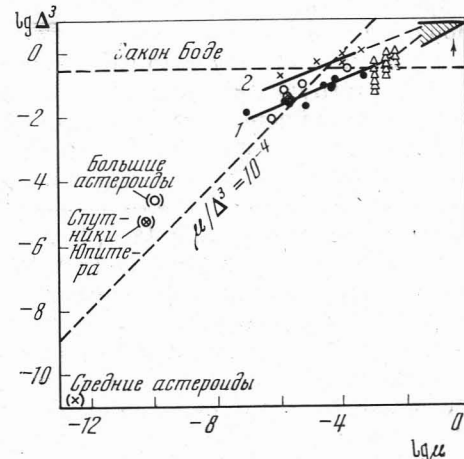


Рис. 5.2. Диаграмма масс и относительных расстояний для наблюдаемых кратных систем по Дж. П. Кейперу
Треугольниками на рисунке отмечены различные системы протолун

Сравним эти формальные системы с реальными кратными системами небесных тел. Для этого можно воспользоваться диаграммой, составленной Кейпером в 1949 г. для всех наблюдаемых кратных систем [3]. На рис. 5.2, заимствованном из этой работы, в логарифмической шкале приведена зависимость Δ^3 от средней массы спутников μ :

$$\Delta = \frac{l_2 - l_1}{1/2(l_2 + l_1)}, \quad (5.12)$$

где l_1 и l_2 — расстояние спутников от центрального тела.

Если построить единую (очень грубую) зависимость для всех тел Солнечной системы, начиная от небольших астероидов и кончая большими планетами, то на графике Кейпера она изобразится прямой, соответствующей

$$\mu/\Delta^3 = 10^{-4}. \quad (5.13)$$

Но если исключить астероиды и нерегулярные спутники Юпитера, то окажется, что большая часть планет и спутников удовлетворяет соотношению

$$\lg \mu = 2,5 \lg \Delta^3 - A, \quad (5.14)$$

где $A = 1,8$ для планет (спутников) сравнимой массы (кривая I) и

3,6 для планет (спутников) сильно различающихся масс (кривая 2). Полоса для соответствующего интервала значений A образует на диаграмме последовательность, на продолжение которой в правом верхнем углу попадают также кратные звезды (см. заштрихованную область рис. 5.2).

Закону Бодя на диаграмме Кейпера соответствует горизонтальная прямая линия, которая значительно хуже отображает наблюдаемые расстояния. Модели систем протолун с соприкасающимися зонами питания не попадают на приведенную последовательность, причем дальше всего от нее оказываются самые ближние протолуны. Для сходства с реальными системами потребовалось бы либо очень существенное уменьшение масс спутников (на три порядка), либо сравнительно небольшое (в 2—3 раза) увеличение расстояний между ними. Поэтому если взять протолуны «через одну», то их системы вплотную придвинутся к основной последовательности на диаграмме Кейпера как раз в той ее части, которая относится к системе спутников сравнимой массы. Таким образом мы могли бы получить систему из четырех протолун с массами $\frac{1}{2} \mu_{\zeta}$ и расстояниями 3; 6; 14,5; 50, или же четыре протолуны с массами $\frac{1}{3} \mu_{\zeta}$ и с расстояниями 3; 5,5; 11,5; 31, или же пять протолун с массами $\frac{1}{5} \mu_{\zeta}$ и расстояниями 3, 5, 9, 22 и 60, или шесть протолун с массами $\frac{1}{10} \mu_{\zeta}$ на орбитах с радиусами 3; 4,5; 7; 12; 25 и немногим более $60 R$. Мы видим, что есть много возможностей построить систему спутников Земли, которая располагается внутри современной лунной орбиты, с суммарной массой, близкой к массе Луны, и в динамическом отношении подобной реальным спутниковым системам.

§ 2. Динамическая история двухспутниковой системы Земли как пример предыстории системы Земля — Луна

Дальнейшее ограничение на возможное количество протолун вытекает из того обстоятельства, что последнее слияние крупных масс должно было произойти до возникновения наблюдаемого в настоящее время на Луне рельефа. Самым крупным по масштабу образованием, несомненно ударного происхождения, является на Луне Море Дождей. Его строение указывает на то, что ударившее Луну тело пришло с околоземной орбиты и имело радиус примерно 150 км . Возраст экскавации Моря Дождей оценивается примерно в $3,9 \cdot 10^9$ лет (см. § 2 гл. 1). Луна как единое тело существует не менее $4,0 \cdot 10^9$ лет. В эпоху $(3,9—4,0) \cdot 10^9$ лет назад Луна была значительно ближе к Земле, чем сейчас. При различных вариантах изменения со временем угла запаздывания приливов (см. рис. 2, 3) расстояние Луны в то же время оказывается не более $30 R$ от Земли. Отсюда следует, что на расстояниях около $30 R$ и дальше от Земли могли существовать лишь небольшие спутники типа астероидов, а орбита самой дальней крупной про-

толуны должна была лежать в пределах $(20—25) R$. Это ограничивает возможное число крупных протолун с массами $(\frac{1}{2}—\frac{1}{3})\mu_{\zeta}$ всего лишь до трех или даже до двух, если учесть недолговечность существования протолуны на орбите радиусом $3 R$ (самое быстрое приливное отодвигание). Более мелких протолун с массами $(\frac{1}{5}—\frac{1}{10})\mu_{\zeta}$ также не могло быть больше трех или четырех.

Для того чтобы яснее понять приливную эволюцию системы из нескольких спутников вокруг Земли, представляет интерес прежде всего рассмотреть динамическую историю системы, состоящей из Земли и двух крупных спутников с массами порядка $\mu_{\zeta}/2$. Конкретный пример такого рода исследован А. С. Сыздыковым, Е. В. Николаевой и автором [4, 5].

Известно, что для каждого из нескольких спутников, вызывающих приливы на планете, имеет значение только его взаимодействие с приливными горбами, вызванными им самим, а перекрестное влияние спутников друг на друга в общем случае мало. Исключения представляют случаи спутников, имеющих периоды с близкой соизмеримостью, например типа 1 : 2; 2 : 3; 3 : 4 (но не 1 : 1!). Только в этих случаях приливная эволюция орбит может при специальных условиях происходить с сохранением подобия системы. Мы остановимся на этом явлении более подробно в следующей главе. Здесь же рассмотрим общий случай, когда приливное трение, действуя независимо на каждый из двух спутников, заставляет ближний спутник догонять дальний, пока не приведет их периоды к приближенной соизмеримости 1 : 1. Под приближенной соизмеримостью такого типа мы понимаем состояние, когда спутники двигаются по орбитам с приблизительно одинаковым периодом (их частоты ω_1 и ω_2 отличаются на величину $\Delta \omega$, причем $\Delta \omega \ll \omega_1$, $\Delta \omega \ll \omega_2$). При этом основным фактором эволюции системы становятся их взаимные возмущения при близких прохождениях. Мы переходим от длинной — приливной шкалы времени к короткой шкале, измеряемой периодами обращения спутников вокруг Земли. В короткой шкале можно пренебречь действием приливного трения.

Рассмотрим для простоты движение двух спутников в одной плоскости xy , начало координат поместим в центре Земли. Предположим, что все три тела задачи — Земля и два спутника — являются материальными точками, причем массу Земли примем за 1, массы спутников m и $m' < 1$. Тогда систему уравнений движения в векторной форме можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} &= -\frac{G(1+m)\mathbf{r}}{r^3} + Gm' \left(\frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}}{\Delta^3} - \frac{\mathbf{r}'}{r'^3} \right), \\ \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} &= -\frac{G(1+m')\mathbf{r}'}{r'^3} + Gm \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\Delta^3} - \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right), \end{aligned} \quad (5.15)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{r}' — радиус-векторы масс m и m' ; $r^2 = x^2 + y^2$; $r'^2 = x'^2 + y'^2$; $\Delta^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2$; Δ — взаимное расстоя-

ние между телами m и m' . Как известно, система уравнений движения для трех конечных масс может быть решена только в численном виде.

Численным методом с помощью ЭВМ БЭСМ-4 было исследовано несколько случаев первоначально невозмущенного кругового движения спутников на близких орбитах, когда разность радиусов орбит не превышает радиуса сферы действия каждого из спутников:

$$r - r' \leq l = rm^{2/3} \approx 0,13 r. \quad (5.16)$$

Начальное положение спутников на орбитах обычно задавалось так, чтобы массы m и m' образовывали прямоугольный треугольник с центральной массой, находящейся в вершине прямого угла, с тем, чтобы спутник на ближней орбите мог догонять более медленно движущийся дальний спутник (рис. 5.3). При этом расстоянии между спутниками вначале было много больше радиуса сферы действия каждого:

$$\Delta_0 \gg l. \quad (5.17)$$

В процессе движения расстояния между спутниками менялись, причем становились возможными близкие прохождения.

Исследовалось движение пар спутников с одинаковыми массами $m = m' = 1/2 m_\zeta$ в течение нескольких витков, что дало воз-

можность приближенно оценить возмущения орбит и время жизни подобных двухспутниковых систем.

Расчеты велись с постоянным шагом, но тесные сближения пересчитывались с переменным шагом. Естественно, при большом числе шагов ошибка δ накапливалась, так как $\delta \sim n^{3/2}$ [6], где n — число шагов, но на конечный результат она влияла незначительно. Ошибки расчета можно отнести отчасти к выбору начальных условий, так как они взяты произвольно. Расчеты производились для различных начальных данных, удовлетворяющих условию (5.17). На рис. 5.4 и 5.5 представлены результаты расчетов для четырех начальных значений радиусов орбит спутников:

- 1) $r = 4R, r' = 4,5R$; 2) $r = 8R, r' = 8,5R$;
- 3) $r = 10R, r' = 9,5R$; 4) $r = 15R, r' = 14,5R$.

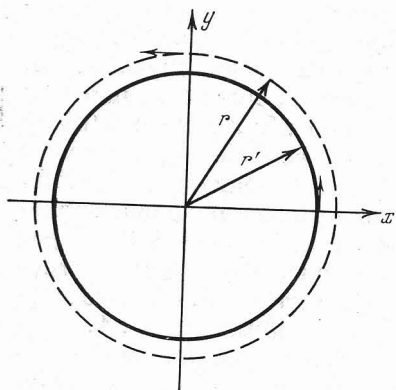


Рис. 5.3. Схема начальных условий движения

Во всех случаях за время одного-двух оборотов первоначально не пересекающиеся круговые орбиты спутников вследствие взаимных возмущений превращались в эллиптические пересекающиеся орбиты. В случаях 1, 3 и 4 за время счета получены тесные сближения на расстоянии, приблизительно равном сумме радиусов тел, что должно соответствовать физическому столкновению спутников, если движение распределенных масс мало отличается от рассматриваемого движения точечных масс. Для случаев 1 и 2 не было найдено ни одного выброса из системы или выпадения на Землю. По частоте пересечений орбит можно оценить вероятное время, в течение которого спутники испытывают физическое столкновение. Воспользуемся эмпирической формулой

$$\tau_c = \alpha \bar{p} \frac{2\pi \bar{r}}{d}. \quad (5.18)$$

Здесь α — число витков, за которое случается одно пересечение орбит; \bar{p} — средний период обращения спутников; \bar{r} — средний радиус орбит; d — диаметр спутника. Для первых двух вариантов можно по графикам определить α , для вариантов с более удаленными орбитами можно использовать формулу

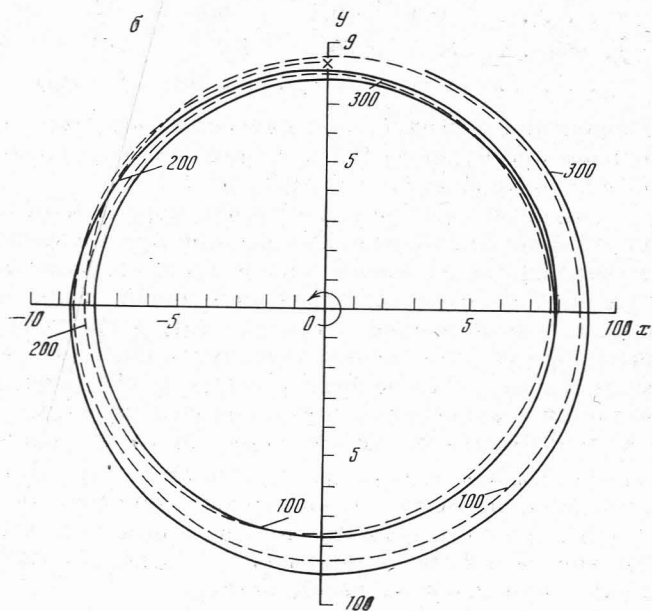
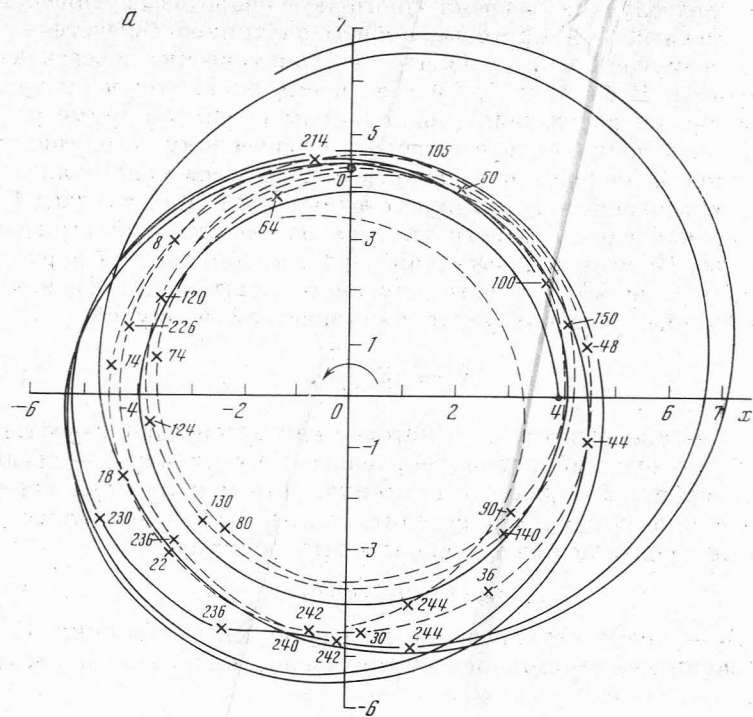
$$\tau_c = (\tau_c)_1 (r/r_1)^{3/2}, \quad (5.19)$$

где $(\tau_c)_1$ — время столкновения на единичном расстоянии. Оценки времени между столкновениями в плоском случае приведены ниже:

\bar{r}/R	4	6	8	10	15
α	0,3	0,4	0,4	—	—
\bar{p} , мин	50	90	150	200	370
τ_c	1 сут.	35 сут.	0,2 года	0,3 года	0,9 лет

Время эволюции в трехмерном случае на два-три порядка больше, однако оно будет ~ 100 лет, что мало по сравнению с приливной шкалой времени, 10^6 — 10^8 лет [7].

Итак, с помощью разобранного конкретного примера эволюции двухспутниковой системы видно, что при приближенной соизмеримости периодов 1 : 1 время жизни такой системы мало по сравнению с продолжительностью ее приливной эволюции, следовательно, мы вправе ограничиться рассмотрением лишь взаимных гравитационных возмущений спутников. Главным результатом эволюции орбит, заключенных в пределах $20R$, как мы уже видели, является столкновение спутников со скоростями, равными приблизительно параболической скорости на их поверхности, т. е. $\sqrt{2Gm_i/a_i}$. Выброс одного из спутников из сферы действия Земли или падение на Землю одного из спутников возможно как частный случай сильного возмущения лишь при тесных сближениях спутников на орбитах с большой полуосью $(16-20)R$ и не осуществляется при меньших расстояниях.



Оценим выделение энергии при слиянии спутников со сравнимыми массами μ_1 и μ_2 , когда $\mu_1 + \mu_2 = \mu_C$. Слияние столь крупных тел представляет собой удар со значительной скоростью, определяемой их гравитационным взаимодействием. Сумма энергии удара E_i и энергии перестройки E_r двух масс μ_1 и μ_2 , которая в основном переходит в тепло, может быть оценена из следующих соображений. Полная энергия системы из двух однородных сферических масс μ_1 и μ_2 , находящихся вначале на бесконечно большом расстоянии, в покое по отношению друг к другу, равна сумме их потенциальных энергий как шаров:

$$E_{12} = U_{10} + U_{20} = -\frac{3}{5} \frac{G\mu_1^2}{r_1} - \frac{3}{5} \frac{G\mu_2^2}{r_2}. \quad (5.20)$$

При соударении, разрушении и слиянии в один однородный шар с массой $\mu_1 + \mu_2$ кинетическая энергия относительного движения и энергия перестройки масс тратятся на разрушение, нагревание и излучение с поверхности. Полная энергия вновь образованного шара равна

$$E = -\frac{3}{5} \frac{G(\mu_1 + \mu_2)^2}{r}. \quad (5.21)$$

Разность E_{12} и E представляет искомую сумму энергии:

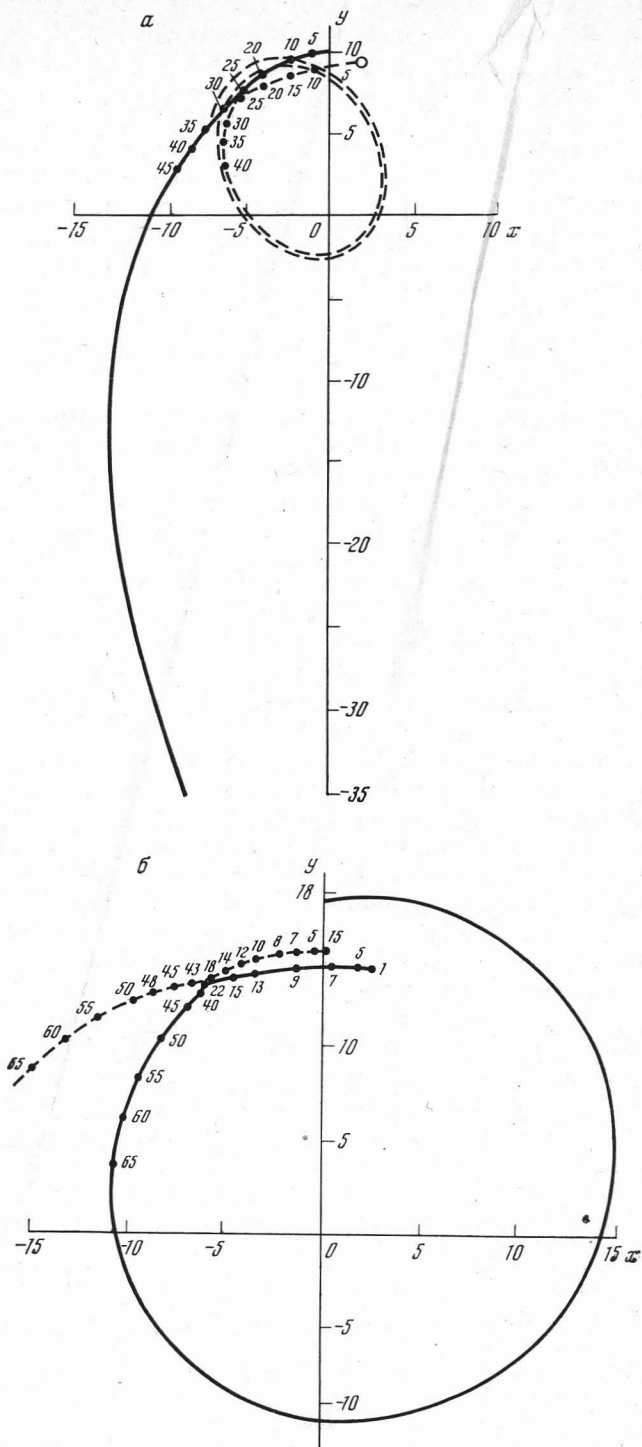
$$E_i + E_r = \frac{3}{5} \left[\frac{G(\mu_1 + \mu_2)^2}{r} - \frac{G\mu_1^2}{r_1} - \frac{G\mu_2^2}{r_2} \right]. \quad (5.22)$$

Сюда должна еще прибавляться кинетическая энергия относительного движения тел «на бесконечности», если она не равна нулю. Соударение тел с массами около $1/2 - 1/3$ массы Луны происходит со скоростью около 2 км/сек, тогда как для разрушения каменных тел достаточно удара со скоростью порядка 0,2 км/сек. Потери энергии на излучение при столкновении двух луноподобных масс невелики, так как время удара и объединения менее 1 часа. Мы можем принять, что сумма $E_i + E_r$ в основном тратится на нагревание всей массы.

При $\mu_1 = \mu_2 = \mu_C/2$ $E_i + E_r = 0,37 |E|$. Соответствующее повышение температуры составляет около 600° С. В случае, когда происходит сначала слияние массы $\mu_1 = \mu_C/3$ с равной ей массой μ_2 , а затем к ним присоединяется масса μ_3 , также равная $\mu_C/3$, и тепло не успевает уйти, повышение температуры составляет около 900° С. Если принять за начальную температуру тел ее равновесное значение около 300° К, то в результате слияния крупных протолун можно в принципе получить температуру недр Луны 900° К и выше.

Рис. 5.4. Плоское движение двухспутниковой системы при $m = m' = \mu_C/2$

а — $r'_0 = 4R, r_0 = 4,5R$; б — $r'_0 = 8R, r_0 = 8,5R$. Цифры на орбитах — номер шага



Проблема «стыковки» двух крупных спутников нам представляется заслуживающей более подробного изучения, так как может помочь понять неоднородности строения и высокую начальную температуру вновь образовавшейся массы.

§ 3. Различия в химическом составе Луны и Земли

Различие средних плотностей Земли ($5,52 \text{ г/см}^3$) и Луны ($3,34 \text{ г/см}^3$) говорит о том, что их глобальный химический состав неодинаков, так как одно лишь различие давлений внутри этих тел не могло бы дать такой большой разности плотностей. Если ядро Земли в основном состоит из железа, то во всей Земле его около 35%, тогда как в Луне не более 14—15% [8]. В Луне не может быть сколько-нибудь значительного железного ядра (см. § 4 гл. 1). Если бы ядро Земли состояло из металлизированного вещества мантии, то относительное содержание железа в обоих телах можно было бы сблизить почти до совпадения, однако все равно остались бы различия в содержании летучих и тугоплавких элементов в Луне и в Земле (см. § 2 гл. 1). При силикатном ядре Земли содержание железа в системе Земля — Луна оказалось бы минимальным среди планет земной группы, и тем самым была бы нарушена монотонность уменьшения количества железа от Меркурия к Марсу, которая наблюдается при железном ядре Земли [9, 10]. Надежных экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу силикатного ядра Земли, пока нет. Поэтому все еще остается открытым вопрос различия химического состава Луны и Земли с железным ядром и с иным содержанием летучих и тугоплавких элементов. Эта задача является частью более общей проблемы объяснения различий в химическом составе спутников и планет. Вероятно, не найдется ни одного случая полного совпадения состава спутника и центральной для него планеты. К этому вопросу мы еще вернемся в шестой главе.

В данном параграфе мы рассмотрим различия состава Земли и Луны в двух аспектах: различия в отношении главных компонентов, т. е. кремния и железа, и различия в содержании летучих и тугоплавких элементов. Мы будем исходить из динамики образования околоземного роя [11].

Отсортровка наиболее мелких частиц при захвате в рой и связанное с ней обогащение силикатами вещества Луны. За время аккумуляции Земли и эволюции околоземного роя допланетные

Рис. 5.5. Пример сближения спутников с одинаковыми массами ($m = m' = \mu/2$)

а — $r_0 = 9,5R$, $r_0 = 10R$; б — $r_0 = 14,5R$, $r_0 = 15R$. Остальные обозначения те же, что на рис. 5.4.

частицы и тела проходят через многократные взаимные соударения со скоростями в несколько километров в секунду. Естественно задать вопрос, не появляется ли систематическое различие в размерах среди частиц разного химического состава и, следовательно, разных физико-механических свойств. Такое различие прежде всего может появиться у металлических (железных) и силикатных частиц.

Как указывает Орован [12], каменные частицы хрупки и в результате соударений дают большое количество мельчайших осколков, тогда как железные частицы ковкие и пластичны при довольно низких температурах. При соударениях они не дробятся, а слипаются в противоположность каменным частицам. Л. В. Альшулер и И. И. Шарипджанов также отмечают ряд факторов (прочность, свариваемость), которые стимулируют опережающий рост железных частиц в допланетном облаке [8]. Недавние эксперименты по столкновениям металлических частиц [13] показали, что в большом интервале скоростей — от 0,5 до ≈ 10 км/сек — металлические частицы привариваются друг к другу, тогда как при скоростях, меньших 0,5 км/сек, они испытывают полупругое отталкивание. Эксперименты с силикатными частицами [14] подтвердили идею Орована о том, что поведение силикатных частиц полностью противоположно поведению металлических, а именно, в интервале скоростей соударения от 1,5 до 9,5 км/сек разрушение частиц преобладает над их слипанием. Лишь при скоростях, меньших 0,4 км/сек, возможно их объединение при условии, что на поверхности силикатных частиц имеется какой-то склеивающий агент, например замерзшие летучие, или электростатический заряд. Исследования изменений в веществе, «обработанном» ударом со скоростью в несколько километров в секунду, показали, что хрупкие вещества-силикаты, гидриды разрушаются на мельчайшие частицы микронных и субмикронных размеров [15], которые невозможно получить другими способами механического дробления. Металлы же обнаруживают только пластические деформации. Результаты этих экспериментов можно было бы сравнительно просто применить к допланетным частицам, если бы они строго делились на силикатные и железные. Однако в допланетном облаке значительная часть железа могла быть окисленной и входить в состав частиц в виде FeO или Fe₃O₄. Окислы же относятся скорее к хрупким, чем к пластичным, веществам. Для них нет сколько-нибудь подробных экспериментальных данных при ударах с космическими скоростями. Представляет большой интерес сопоставление результатов обработки ударом окислов железа и окиси кремния как основных строительных элементов допланетного вещества в области планет земной группы. Есть указание, что при небольших скоростях, порядка метров в секунду, измельчение кремнезема SiO₂ больше, чем измельчение магнетита Fe₃O₄ [16]. Если бы такое же поведение проявлялось и при космических скоростях, то зависимость состава

и размера частиц можно было бы представить в виде постепенного увеличения содержания железа в наиболее массивных телах и силикатов — в наиболее мелкой фракции. В таком случае появляется основа для обогащения околоземного роя силикатным веществом за счет преобладающего захвата мелкой фракции.

Поясним это утверждение на конкретном примере. Пусть распределения межпланетных частиц и частиц околоземного роя описываются степенными функциями вида $dN(a) \sim a^{-n} da$ с показателями соответственно n_1 и n_2 , где $n_1 = 3,5$; $n_2 = 2n_1 - 3 = 4,0$ (см. § 2 гл. 4). Предположим далее, что плотность допланетных частиц и тел, характеризующая примесь железа, плавно увеличивается с ростом размера частиц. Допустим, что у самых

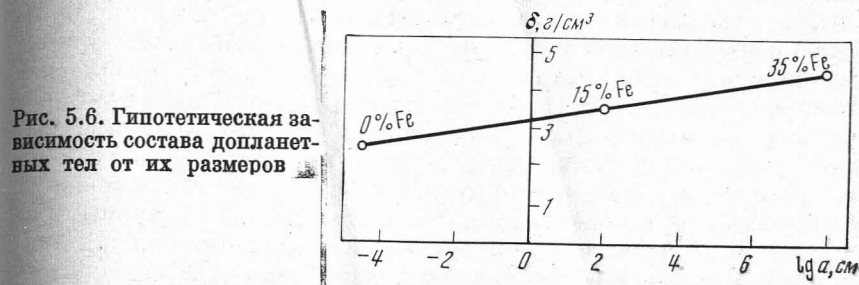


Рис. 5.6. Гипотетическая зависимость состава допланетных тел от их размеров

мелких частиц радиусом, скажем, 1 мкм, плотность равна $\delta(a_{\min}) = 2,5$ г/см³ (примерно как у самых легких силикатов без примеси железа), а плотность самых крупных тел радиусом 1000 км равна $\delta(a_{\max}) = 4,1$ г/см³ (примерно как у вещества Земли с железным ядром при нулевом давлении и общем содержании железа около 35%).

Полагая, что эта зависимость плотности от размеров линейно-логарифмическая, получаем

$$\delta(a) = \delta(a_{\min}) [1 + \frac{1}{6} \lg(a/a_{\min})]. \quad (5.23)$$

Она изображается в виде прямой, соединяющей два выбранных нами крайних значения δ в функции $\lg a$ (рис. 5.6). Тогда можно легко показать, что средняя плотность вещества у ансамбля частиц с показателями $n_1 = 3,5$, из которого, по предположению, растет Земля, будет

$$\bar{\delta}_1 = \delta(a_{\min}) [1 + \frac{1}{6} \lg(a_{\max}/a_{\min}) - 0,145] \approx 4,0 \text{ г/см}^3, \quad (5.24)$$

т. е. плотность, а следовательно, и макросостав близки к современному составу Земли. У ансамбля же с распределением при $n_2 = 4$, которое характерно для околоземного роя, получаем среднюю плотность

$$\bar{\delta}_2 = \delta(a_{\min}) [1 + \frac{1}{12} \lg(a_{\max}/a_{\min})] = 3,5 \text{ г/см}^3, \quad (5.25)$$

т. е. состав, подобный составу Луны по содержанию железа.

Несмотря на крайнюю упрощенность, этот пример ясно показывает возможность фракционирования тел по химическому составу, вытекающую из особенностей их роста при различии физико-механических свойств слагающих их частей. Здесь мы коснулись только фракционирования металлов и силикатов вообще. Возможность фракционирования между кальциевыми и алюминиевыми силикатами, с одной стороны, и магниевыми и железными — с другой, обсуждается в работе Каула [17] в связи с обогащением вещества Луны плагиоклазом, содержащим много CaO и Al_2O_3 . При образовании спутниковых систем у других планет, несомненно, были и другие варианты сортировки.

Частичная потеря летучих и полуметаллических элементов в околоземном рою и связанное с ней обогащение вещества рою тугоплавкими компонентами. Лунные базальты относительно обеднены по сравнению с земными многими элементами, общей особенностью которых является их летучесть, и, напротив, обогащены тугоплавкими элементами (см. гл. 1). Базальты лунных морей являются продуктами магматической дифференциации больших толщ Луны, поэтому их состав отражает ее глобальный состав. Потеря летучих компонентов небольшого атомного веса, в частности молекул воды, возможна с поверхности Луны. Но дефицит в лунных базальтах по сравнению с земными базальтами легкоплавких элементов с атомным весом около 200 может быть объяснен лишь их потерей веществом Луны в процессе ее аккумуляции. В основном это касается элементов Pb, Bi и Tl. Возможность дефицита в Луне летучих элементов вытекает из особенностей формирования околоземного рою. Активное образование рою должно было происходить в то время, когда масса растущей Земли достигала примерно $\frac{2}{5}$ — $\frac{2}{3}$ ее современной величины. Таким образом, околоземной рою является вторичным и более поздним образованием по сравнению с Землей, и вещество Луны должно было дольше находиться в рассеянном состоянии — сначала в допланетном облаке, затем на околоземных орбитах. Это отставание в аккумуляции составляет не менее $5 \cdot 10^7$ — 10^8 лет. За это время мелкие тела и частицы испытывают многочисленные столкновения со скоростями, определяемыми возмущениями со стороны зародыша Земли: в допланетном облаке пекулярные скорости в среднем 3—4 км/сек, при захвате в рою 5—7 км/сек.

Большая энергия соударений (до 10^{11} эрг/г) приводила к многократным дроблениям частиц и селективному испарению их вещества с последующей конденсацией испарившихся атомов на твердых частицах либо их «сдуванием» под действием солнечного ветра. Как показал Кейпер [18], при скорости солнечных протонов 1000—3000 км/сек сечение столкновения летящего протона с любым атомом в межпланетном пространстве достаточно велико, чтобы его ионизировать и выбросить из Солнечной системы. Это «сдувание» должно было главным образом сказаться на наиболее летучих веществах (воде, легкоплавких элементах Pb, Bi, Tl),

тогда как тугоплавкие вещества наименее подвержены отсеvu. Естественно предположить, что те порции допланетного вещества, которые попадали в спутниковый рою, были уже несколько беднее летучими соединениями, чем те, из которых сформировался зародыш Земли. При дальнейшем одновременном пополнении рою и росте Земли также продолжался процесс отсортировки.

Можно показать, что допланетное облако в радиальном направлении от Солнца имело оптическую толщину не более единицы вплоть до земной орбиты, если распределение допланетных тел следовало закону $dN(a) \sim a^{-n_1} da$, где $n_1 \leq 3,5$ при массе вещества, равной массе земных планет, и при $a_{\text{max}} \approx 10^8$ см. Следовательно, по крайней мере на периферии околоземного рою можно также ожидать достаточной прозрачности. В этой области каждый свободный атом свинца с поперечным сечением $\approx 10^{-15}$ см² даже при современной интенсивности солнечного ветра $2 \cdot 10^8$ протонов/см²·сек имеет возможность столкнуться с энергичным протоном и вылететь из рою примерно один раз за два месяца. Конденсация же атома на частице при оптической толщине рою $\tau \approx 1$ происходит за время, сравнимое со временем оборота вокруг Земли, т. е. тоже несколько месяцев на периферии рою. Если в прошлом солнечный ветер был намного интенсивнее современного, то и выброс летучих элементов из наружной части рою должен был быть более эффективным, чем их конденсация на частицах. При аккумуляции самой Земли летучие не отсеиваются.

Следует ожидать, что во внутренней, более непрозрачной части рою большинство элементов сохранилось, так как плотность рою, а следовательно, и непрозрачность должны были увеличиваться к центру. Можно предположить, в частности, что в первичный состав Луны вошло значительно меньше воды, чем в состав Земли. Андерс считает, что относительное содержание воды в Луне по сравнению с Землей в 50 раз меньше [19]. Это только усиливает доводы, высказывавшиеся против существования гидросферы и атмосферы в ранней истории Луны при допущении одинакового относительного содержания воды в обоих телах. Объяснение дефицита летучих компонентов в Луне Андерсом и соавторами нам представляется менее правдоподобным, так как они предполагают совпадение весьма кратковременной эпохи конденсации низкоплавких элементов на самой ранней стадии допланетного облака (первые 10^5 — 10^6 лет) с эпохой завершения роста Земли и Луны. Сам рост, по современным представлениям, продолжался не менее 10^8 лет, в пользу чего свидетельствуют также данные космохимии [20]. Дефицит летучих соединений Рингвуд [21], как и мы, объясняет солнечным ветром. Однако его модель образования Луны из первичной мощной железосиликатной атмосферы Земли нам представляется необоснованной (слишком короткая шкала времени образования Земли, неясная механика образования спутника из атмосферы и т. п.; см. гл. 3, § 2).

§ 4. История лунной атмосферы

К вопросу о потере летучих компонентов веществом Луны до ее аккумуляции тесно примыкает также вопрос о потере паров и газов с лунной поверхности. В настоящее время Луна лишена атмосферы и время жизни любой сильно разреженной оболочки из газов с атомным весом меньше 40 (аргон) не превышает 10^8 лет [22]. Более тяжелые газы или пары могли бы удерживаться у поверхности Луны силой ее притяжения в течение более длительного времени. Отсутствие у Луны даже слабой оболочки из самых тяжелых инертных газов — криптона и ксенона — говорит в пользу сдувания всяких следов лунной атмосферы солнечным ветром, так как в противном случае за время существования Луны такая оболочка могла бы накопиться.

Представляет также интерес оценить и для прошлого максимальную мощность лунной атмосферы, а также выяснить возможность существования на ранней поверхности Луны воды в жидкой фазе. Еще в 1963 г. в работе [23] было показано, что при постепенной дегазации и дефлюидизации лунных недр в процессе разогревания Луны радиогенным теплом на Луне могла быть в прошлом лишь очень слабая атмосфера из водяного пара, углекислоты и азота — основных компонентов дегазации недр планет земного типа. Остальные составляющие атмосферы были в пренебрежимо малом количестве. Было также установлено, что на Луне никогда не могло быть воды в жидкой фазе, если ее выделилось из недр Луны примерно столько же, сколько и на Земле. Прямые исследования химического состава лунных пород, начатые в 1969 г., показали, что на поверхности Луны нет ни осадочных пород, ни гидратированных силикатов, ни следов водной эрозии, ни замерзшей воды. Таким образом, наш расчет получил подтверждение. В то же время отпали теоретические предсказания Гилвари [24] о существовании на Луне в прошлом морей из воды и Юри [25] — о существовании в прошлом лунных рек. Сейчас начальное содержание летучих компонентов в Луне оценивается намного ниже, чем в Земле. Для воды нет никаких прямых данных, но по найденному в лунных пробах отношению летучего таллия к нелетучему урану $((\text{Tl}/\text{U})_{\text{лун}} = 2 \cdot 10^{-4} (\text{Tl}/\text{U})_{\text{косм}})$ Андерс и др. [19] оценивают первоначальное космическое количество воды в Луне, эквивалентное слою на поверхности толщиной всего 22 м. Между тем «земное» содержание дало бы слой толщиной 1 км, и именно для этой, большей величины нами был сделан в 1963 г. негативный вывод о существовании на Луне в прошлом гидросферы и плотной атмосферы. Теперь с еще большей уверенностью можно утверждать, что жидкой воды на поверхности Луны никогда не было, а поиски вечной мерзлоты под поверхностью едва ли приведут к успеху.

Приведем здесь оценку плотности атмосферы Луны в эпоху дегазации недр согласно [23]. Естественно принять, что период ак-

тивной дегазации недр Луны длился приблизительно столько же, сколько длилась эпоха больших лавовых излияний, т. е. около 1 млрд. лет. Такая же длительность эпохи максимального расплавления недр Луны получается по данным о ее термической эволюции.

Допустим, что состав газов, пополняющих лунную атмосферу, был подобен земному. Для Земли обычно принимаются данные Руби [26], согласно которым за всю историю Земли из недр выделилось на каждый квадратный сантиметр поверхности около 330 кг H_2O , 18 кг CO_2 , 6 кг Cl_2 , 1 кг N_2 , 0,5 кг S и 0,2 кг H_2 . При той же начальной концентрации летучих веществ в Луне и при той же степени дифференциации ее недр на 1 см^2 ее поверхности должно было бы выделиться в 6 раз меньшее количество летучих компонентов. В действительности летучих соединений выделилось еще в 10—20 раз меньше, поскольку лунное вещество с самого начала было беднее летучими веществами, чем Земля [19]. По-видимому, полное количество воды на лунной поверхности составляло немногим более 2 кг/см^2 , CO_2 — 100 г/см^2 , а азота, серы и водорода было еще значительно меньше. Учитывая, что хлора было мало, и то, что из-за большой химической активности он мог соединяться с горными породами, при рассмотрении лунной атмосферы им можно пренебречь.

Равномерное выделение из недр в течение 10^9 лет принятого выше количества воды и углекислоты определяет поток летучих соединений F_0 через лунную поверхность в атмосферу. Накопление атмосферы сопровождается увеличением потока диссипирующих из нее молекул. Мощность атмосферы может расти лишь до того момента, когда поток из недр сравнивается с потоком, теряемым в пространство. Время установления такого равновесия очень небольшое, порядка 10^8 сек . Плотность атмосферы, рассчитанную для такого «равновесного» состояния в период дегазации, следует считать максимальной в истории Луны, так как по мере уменьшения выхода летучих компонентов из недр атмосфера должна была рассеяться и дойти до современного крайне разреженного состояния.

Оценка скорости потери атмосферы обычно производится по известной формуле Джинса для диссипации, дающей количество частиц L , теряемых всей атмосферой в 1 сек:

$$L = 4\pi R_1^2 \frac{\bar{c}}{\sqrt{6\pi}} n_1 e^{-Y_1} (1 + Y_1), \quad (5.26)$$

где

$$Y = \frac{GM_{\text{C}} \mu}{\mathfrak{R} T R}, \quad \bar{c} = \sqrt{\frac{3\mathfrak{R} T}{\mu}}, \quad (5.27)$$

M_{C} — масса Луны, R — расстояние от ее центра, \mathfrak{R} — газовая постоянная, T — температура атмосферы, μ — молекулярный вес, n — число частиц в 1 см^3 . Индекс 1 означает, что соответствующие

величины относятся к уровню, с которого происходит диссипация. Если бы атмосфера состояла из одного сорта молекул, то по формуле (5.26), приравняв величину $L/4\pi R_0^2$ (где R_0 — радиус Луны) потоку F_0 частиц, выделяющихся из недр, можно было бы найти концентрацию частиц n_1 на уровне диссипации и от нее перейти к концентрации n_0 у поверхности, что осуществляется особенно просто в случае изотермической атмосферы, для которой барометрическая формула дает

$$n_1 e^{-Y_1} = n_0 e^{-Y_0}. \quad (5.28)$$

В случае многокомпонентной атмосферы такой расчет дает правильный порядок величины плотности n_0 только для наиболее обильного компонента — паров воды: $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $T = 400^\circ \text{ К}$. Условие для уровня диссипации R_1

$$\tau = \int_{R_1}^{\infty} n \sigma dR \leq 1, \quad (5.29)$$

где σ — эффективное сечение молекул, τ — оптическая толщина. Условие (5.29) означает, что на уровне диссипации длина свободного пробега молекул должна быть порядка радиуса планеты.

Луна имеет сравнительно небольшую массу, и поэтому барометрическая формула дает довольно слабое убывание плотности атмосферы с высотой, а при некоторых n_0 , больших определенного предела, могут представиться случаи, когда теоретический уровень диссипации либо очень далек от поверхности, либо не достигается совсем. Однако это не означает, что диссипация атмосферы становится неэффективной. В действительности уровень диссипации должен определяться реальной физической границей атмосферы R_2 . Прежде всего очевидно, что атмосфера не может простираться дальше уровня, соответствующего $Y = 3/2$, на котором средняя тепловая скорость молекул равна параболической скорости, и, следовательно, молекулы уже не удерживаются тяготением Луны. Для молекул H_2O при $T = 400^\circ \text{ К}$ определенная таким образом граница атмосферы $R_2 \approx 10 R_0$. Однако вследствие действия «солнечного ветра», сдувающего атмосферу тем эффективнее, чем больше ее размеры ($\sim R_2^2$), реальная граница атмосферы находилась значительно ближе.

Примем, что на расстоянии 1 а.е. от Солнца поток корпускул (протонов) со средней скоростью $v_{\text{ср}} = 200 \text{ км/сек}$ составляет $10^9 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек}$. Поскольку из недр Луны выделялось $10^{10} - 10^{11} \text{ мол/см}^2 \cdot \text{сек}$, то, взяв сечение лишь самой Луны πR_0^2 , найдем, что на одну падающую на Луну частицу «солнечного ветра» приходилось 40—4000 выделяющихся изнутри молекул. Даже обладая очень большой энергией, корпускула не может удалить путем столкновений такое большое количество молекул с поверхности Луны, тем более что импульс корпускулы направлен к Лу-

не и лишь небольшая часть молекул, с которыми она сталкивается, может получить импульс, направленный во внешнюю полусферу от Луны. Но если атмосфера имеет размер $R_2 \gg R_0$, то эффективность ее сдувания значительно выше. Это и определяет внешнюю границу атмосферы.

Приблизительную оценку положения границы можно сделать следующим образом. Будем считать, что эффективное сдувание атмосферы производится корпускулами, летящими по касательной к лунной поверхности на расстоянии R_2 в полосе шириной ΔR_2 , где каждый протон встречает как раз столько молекул, сколько он может выбросить в пространство. Импульс, передаваемый протонами атмосфере, равен $m_H 2\pi R_2 \Delta R_2 v_{\text{ср}} \cdot 10^9$ в 1 сек. Он должен равняться массе газов $4\pi R_0^2 \mu m_H F_0$, выделяющихся из недр Луны в 1 сек, умноженной на скорость освобождения на расстоянии R_2 , равную $\sqrt{2GM/R_2}$. Приняв $F_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $\mu = 18$, найдем

$$R_2 \Delta R_2 = 1,8 \cdot 10^{-4} R_0^2 \sqrt{2GM/R_2}. \quad (5.30)$$

Величина ΔR_2 должна быть порядка высоты однородной атмосферы H . Поскольку поверхностная плотность (общее число молекул на пути корпускул на 1 см^2) убывает с R медленнее, чем объемная плотность, то ΔR_2 равно по крайней мере $2H$:

$$\Delta R_2 \approx 2H = \frac{2R_2}{Y_2} = \frac{2R_2^3}{Y_0 R_0}.$$

Поэтому имеем

$$(R_2/R_0)^{7/2} \approx 21,6 Y_0. \quad (5.31)$$

Для $\mu = 18$ при $T = 400^\circ \text{ К}$ $Y_0 = 15,2$ и $R_2 \approx 5R_0$, а при $T = 1000^\circ \text{ К}$ $Y_0 = 6,1$ и $R_2 = 3,5R_0$.

Сдувание верхней части атмосферы «солнечным ветром» является дополнительным механизмом утечки газов, так как оно сопровождается расширением всей атмосферы в пустоту. Поэтому строгое решение задачи о диссипации лунной атмосферы требует разработки теории потери газов нестационарной расширяющейся атмосферой. Поскольку такой теории нет, а нас интересует максимальная оценка плотности атмосферы, рассмотрим действие только термической диссипации газов, отведя корпускулярному сдуванию лишь роль фактора, ограничивающего размеры атмосферы. В соответствии с этим примем следующую модель лунной атмосферы:

1. В качестве границы многокомпонентной атмосферы возьмем $R_2 = 5R_0$ при $T = 400^\circ \text{ К}$ и $R_2 = 3,5R_0$ при $T = 1000^\circ \text{ К}$.

2. Вследствие резкого различия температур на дневной и ночной сторонах атмосфера конвективно перемешана и относительная концентрация газов на всех высотах одинакова.

3. Распределение плотности до уровня R_2 соответствует барометрической формуле для изотермической атмосферы со средним молекулярным весом $\bar{\mu}$.

4. Уровень диссипации R_1 определяется условием (5.29)

$$\sigma \int_{R_1}^{R_2} n(R) dR = \sigma n_1 \int_{R_1}^{R_2} e^{Y-Y_1} dR = 1, \quad (5.32)$$

где σ — эффективное сечение столкновения молекул ($\sigma \sim 10^{-15} \text{ см}^2$). Исключая отсюда n_1 при помощи (5.26) — (5.28) и выражая L через поток F_0 , найдем соотношение для Y_1 :

$$\frac{e^{Y_1}}{Y_1} - \bar{E}iY_1 + B \frac{1+Y_1}{Y_1^2} = \frac{e^{Y_2}}{Y_2} - \bar{E}iY_2, \quad (5.33)$$

где

$$B = \frac{\epsilon}{\sqrt{6\pi}} \frac{Y_0}{\sigma R_0 F_0}, \quad \bar{E}iY = \text{li } e^Y = \int_0^Y \frac{dt}{\ln t};$$

R_1 определяется, согласно (5.27), по Y_1 . Мы примем для всех газов значение R_1 , найденное для наиболее обильного компонента. При $T = 400^\circ \text{ K}$ $R_1 = 3,33 R_0$ и при $T = 1000^\circ \text{ K}$ $R_1 = 1,68 R_0$.

5. Количество диссипирующих газов равно количеству газов, выделяющихся из недр:

$$L = 4\pi R_0^2 F_0. \quad (5.34)$$

6. Поскольку большая часть лунной атмосферы доступна для облучения ультрафиолетовой радиацией Солнца, в верхней части атмосферы и, в частности, на уровне диссипации CO_2 и H_2O отсутствуют, а вместо них имеется соответствующее число молекул CO , O и H_2 , которыми и определяется скорость диссипации.

Следует подчеркнуть, что предположение о диссоциации существенно влияет на результаты, так как CO_2 диссипирует много медленнее, чем CO . В то же время диссоциация H_2O ускоряет диссипацию лишь вдвое. Поскольку степень диссоциации H_2O и CO_2 у самой лунной поверхности неизвестна, расчет n_0 нами проделан для двух крайних вариантов: случая полной диссоциации и случая, когда диссоциации нет.

С принятым выше значением R_1 найдены для каждого газа в отдельности величины Y_1 и при помощи соотношений (5.26) и (5.34) вычислены концентрации n_1 и средний молекулярный вес $\bar{\mu}$ на уровне диссипации. Затем по барометрической формуле для $\bar{\mu}$ сделан переход к концентрации n_0 на поверхности:

$$n_0 = n_1 e^{\bar{Y}_0 - \bar{Y}_1}. \quad (5.35)$$

Во втором варианте $\bar{\mu}$ увеличивается с приближением к поверхности. Так как это изменение не сильно влияет на оценку n_0 , без большой погрешности можно было принять $\bar{\mu}$ постоянным,

Таблица 8

Плотность и состав ранней атмосферы Луны

Вариант	O_2		CO_2		N_2		H_2	
	мол/см ³	вес. %	мол/см ³	вес. %	мол/см ³	вес. %	мол/см ³	вес. %
400° K								
I	4·10 ¹¹	60	1,5·10 ¹¹	37	1,1·10 ¹⁰	2,7	1,4·10 ¹⁰	0,3
II	2·10 ¹²	38	1,1·10 ¹²	57	8·10 ¹⁰	2,7	1·10 ¹¹	2,2
1000° K								
I	8·10 ⁷	74	1,5·10 ⁷	24	1,1·10 ⁶	1,8	5·10 ⁶	0,6
II	8·10 ⁷	55	2·10 ⁷	38	1,5·10 ⁶	1,8	7·10 ⁶	5,7
400—1000° K								
I	1,0·10 ⁹		2·10 ⁸		1,5·10 ⁷		7·10 ⁷	
II	1,1·10 ⁹		3·10 ⁸		2·10 ⁷		9·10 ⁷	

равным среднему из его значений у поверхности и на уровне R_1 . Результаты вычислений приведены в табл. 8.

При температуре 400° K плотность лунной атмосферы оказывается порядка 10¹¹—10¹² см⁻³, а при 1000° K — всего лишь порядка 10⁸ молекул в 1 см³. Однако при плотности $\approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега становится большой и молекулы часто сталкиваются с поверхностью Луны, принимая ее температуру. Хотя высокие температуры и естественны в разреженной атмосфере на больших расстояниях от поверхности, охлаждающая роль поверхности в данном случае велика. Поэтому дополнительно приведены значения для случая, когда T растет с R по степенному закону, меняясь от 400° K у поверхности до 1000° K на уровне диссипации.

Так как максимальные плотности, приведенные в таблице, соответствуют плотности в земной атмосфере на высоте порядка 150 км и выше, по-видимому, следует предпочесть первый вариант. Как уже отмечалось, расчет основан на предположении, что термическая диссипация является единственным механизмом потери газов и поэтому дает верхний предел плотности лунной атмосферы. Если в удалении лунной атмосферы роли термической диссипации и солнечного ветра были сравнимы, то действительные значения n_0 должны быть приблизительно в 2 раза ниже приведенных в таблице. Поэтому можно полагать, что плотность лунной атмосферы в эпоху активного выделения газов из лунных недр была 10¹⁰—10¹¹ ат/см³, т. е. была в 1 млрд. раз меньше плотности атмосферы у поверхности Земли.

При температуре 400° K плотность насыщенных паров воды составляет около 10¹⁴ мол/см³, т. е. на четыре порядка выше максимального значения, приведенного в таблице. Отсюда следует,

что при продолжительности выделения воды из недр больше 10^6 лет жидкой воды на Луне быть не могло. Этот результат находится в явном противоречии с выводом Гилвари [24] о существовании в прошлом на Луне в течение миллиардов лет океанов, сделанным также на основании расчета скорости термической диссипации паров воды. Количество выделившейся из лунных недр воды Гилвари принимает равным 79 кг/см^2 и считает, что вся она выделилась за короткое время. Однако главная причина расхождения заключена не в этом, а в крайне больших сроках потери воды Луной, найденных Гилвари: около 30 млрд. лет при $T = 400^\circ \text{K}$ и около 3 млрд. лет при $T = 2000 \div 3000^\circ \text{K}$. Такой результат получился вследствие внутренней несогласованности модели атмосферы, принятой Гилвари. Уровень диссипации в ней находится на высоте 2300 км над поверхностью Луны. Это соответствует плотности у поверхности при 400°K на три порядка более низкой, чем плотность насыщенных паров. Так как действительная плотность должна быть близка к последней, то примерно на те же три порядка оказалось завышенным и время потери воды Луной.

Мы видим, что на Луне никогда не было условий для существования гидросферы и сколько-нибудь значительной атмосферы. Поэтому был крайне маловероятен и синтез сложных органических соединений типа аминокислот, который допускал в своих ранних работах Саган [27].

В настоящей главе показано, что участие в образовании Луны крупных тел, сравнимых с нею самой по массе, естественно вытекает из динамических особенностей спутникового роя. Вместе с тем такая картина образования лучше согласуется с необходимостью начальной высокой температуры Луны и крупномасштабными неоднородностями в ее недрах, чем образование непосредственно из мелких тел и частиц.

Кроме того, объяснение отличий химического состава Луны и Земли в рамках данной модели может быть связано с процессами фракционирования именно в мелком компоненте допланетного вещества и вещества спутникового роя на стадии, предшествующей образованию крупных тел. Спутниковый рой обогащался мелкой фракцией, которая вследствие соударений была обеднена железом и металлами, а также летучими компонентами и взамен этого обогащена силикатами, в основном алюмокальциевыми, и тугоплавкими микроэлементами.

К проблеме обеднения Луны летучими элементами примыкает вопрос о потере воды и атмосферных газов с поверхности Луны в ходе ее эволюции. Принимая за характерное время дегазации и дефлюидизации недр 1 млрд. лет и «земные» содержания воды и газов, которые для Луны, по-видимому, сильно завышены, мы получили, что лунная атмосфера никогда не достигала плотностей выше 10^{-8} — 10^{-9} от земной и что на поверхности Луны никогда не было воды в жидкой фазе. Этот вывод вполне согласуется с фактами.

1. Е. Л. Рускол. Модель аккумуляции Луны, совместимая с данными о составе и возрасте лунных пород.— *Moon*, 1973, 6, № 1/2, 176.
2. В. С. Сафронов. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М., «Наука», 1969.
3. G. P. Kuiper. The law of planetary and satellite distances.— *Astrophys. J.*, 1949, 109, N 2, 308.
4. А. С. Сыдыков. Исследование динамической истории двухспутниковой системы численным методом. Дипл. раб. МГУ, 1973.
5. Е. Л. Рускол, Е. В. Николаева, А. С. Сыдыков. Динамическая история плоской двухспутниковой системы. *Moon*, 1975, 12, N 1, 3.
6. Г. А. Чеботарев. Аналитические и численные методы небесной механики. М.—Л., «Наука», 1965.
7. Е. Л. Рускол. Приливная эволюция системы Земля — Луна. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 2, 216.
8. Л. В. Альтшулер, И. И. Шаринджанов. О распределении железа в Земле и ее химической дифференциации.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 4, 3.
9. R. T. Reynolds, A. L. Summers. Calculations on the composition of the terrestrial planets.— *J. Geophys. Res.*, 1969, 74, N 10, 2494.
10. S. V. Kozlovskaya. Total iron content in the terrestrial planets.— *Proc. Internat. Colloq. Geol. and Phys. of the Moon and Terrestrial Planets*, Roma, Apr. 1974, in press.
11. Е. Л. Рускол. О возможном различии химического состава Земли и Луны при образовании Луны в окозоемном рое.— *Астроном. ж.*, 1971, 48, № 6, 1336.
12. E. Orwan. Density of the Moon and nucleation of planets.— *Nature*, 1969, 222, 867.
13. H. Dietzel, G. Neukum, P. Ransner. Micrometeoroid simulation studies on metal targets.— *J. Geophys. Res.*, 1972, 77, 1375.
14. J. F. Kerridge, J. F. Vedder. Accretionary processes in the early Solar system. An experimental approach.— *Science*, 1972, 177, 161.
15. А. Н. Дремин, О. Н. Бреусов. Физико-химические процессы при ударном сжатии.— *Вестн. АН СССР*, 1971, № 9, 55.
16. Н. П. Юшкин. Механические свойства минералов. Л., «Наука», 1971.
17. У. М. Каула. Механические процессы, влияющие на дифференциацию протолунного вещества.— В кн.: Космохимия Луны и планет. М., «Наука», 1975 (в печати).
18. G. P. Kuiper. Comets and the dissipation of the solar nebula.— In: *La Physique des Cometes Louvain*, 1953, 361.
19. U. Krahehuhl, R. Ganapathy, J. W. Morgan, E. Anders. Volatile elements in Apollo-16 samples: possible for outgassing of the Moon.— *Science*, 1973, 180, 858.
20. H. E. Miler. The Cambridge Cosmochemistry Symposium.— *Icarus*, 1973, 20, 54.
21. A. E. Ringwood. The origin of the Moon, precipitation hypothesis.— *Earth and Planet. Sci. Letters*, 1970, N 8, 131.
22. В. Н. Жарков, В. Л. Паньков, А. А. Калачников, А. И. Оснач. Введение в физику Луны. М., «Наука», 1969.
23. В. С. Сафронов, Е. Л. Рускол. История лунной атмосферы и возможность присутствия на Луне льда и органических соединений. Вопросы космогонии, 1963, 9, 203.
24. J. J. Gilvarry. Origin and nature of lunar surface features.— *Nature*, 1960, 188, 886.
25. H. C. Urey. Water on the Moon.— *Nature*, 1967, 216, 1094.
26. В. Руби. Геологическая история океанов.— В кн.: Земная кора. М., ИЛ, 1957.
27. C. Sagan. Indigenous organic matter on the Moon.— *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 1960, 46, N 4, 393.

ОБРАЗОВАНИЕ СПУТНИКОВ У ДРУГИХ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

До сих пор мы рассматривали образование и эволюцию спутникового роя только в связи с происхождением Луны на орбите вокруг Земли. Аналогичный процесс должен был происходить у каждой растущей планеты, а наша модель образования Луны должна быть применима также к образованию других естественных спутников планет.

В последние годы в связи с прогрессом изучения внутреннего строения и состава планет выяснилось, что в Солнечной системе имеется не две, а по крайней мере три группы больших планет: 1) земная группа, состоящая в основном из тяжелых окислов и обедненная не только газами Н и He, но и следующей по космическому обилию группой С, N, O; 2) планеты-гиганты Юпитер и Сатурн, в составе которых преобладает смесь Н и He; 3) планеты Уран и Нептун, в состав которых входят соединения водорода с элементами группы С, N, O, в основном — вода в жидком состоянии [1]. О составе Плутона пока нет никаких данных.

Планеты первой и третьей групп аккумулялировали допланетное вещество преимущественно в виде твердых частиц, у Юпитера и Сатурна главный приток вещества был за счет аккреции газа. Разнообразие условий роста самих планет отражалось на условиях образования спутниковых систем. Мы здесь рассмотрим два типа спутниковых роев: у планет без аккреции газа и у планет с аккрецией.

Сама теория аккреции газа Юпитером и Сатурном еще недостаточно развита, хотя общий характер процесса и описан в количественной форме. Еще не ясна картина образования планет Урана и Нептуна, поскольку много вещества из области этих планет было выброшено из Солнечной системы. Поэтому наше рассмотрение образования спутников следует считать предварительным.

Мы остановимся также на эволюции спутниковых систем. Есть основания думать, что некоторые спутники упали на планеты, приблизившись к ним вследствие торможения приливами. Другие так изменили свои орбиты, что в системах установилась соизмери-

мость периодов обращения. Мы оценим также максимальное влияние приливного трения на наклоны орбит спутников к экватору планет и, наконец, приведем соображения о параметре Q для планет-гигантов.

§ 1. История спутниковых роев у планет земной группы

У четырех планет земной группы — Меркурия, Венеры, Земли и Марса в настоящее время имеется всего три спутника: Луна с массой $1/81$ от массы Земли, Фобос и Деймос с общей массой $2 \cdot 10^{-8}$ от массы Марса, которая в свою очередь лишь в 10 раз меньше земной. У Меркурия, который по массе в 2 раза меньше Марса, нет спутников. Венера также не имеет ни одного спутника, хотя ее масса близка к земной и в 8 раз превосходит массу Марса. Казалось бы, невозможно придумать единую теорию, которая объяснила бы столь большой разницей в современных отношениях массы спутников к массе планет. Однако можно попытаться учесть эволюцию спутниковых систем у планет земной группы и восстановить ту картину, которая получилась вскоре после образования планет. Основными факторами эволюции, по-видимому, были приливное трение в системах Меркурия и Венеры и разрушающая роль внешних ударов — в системе Марса.

Исчезновение спутников у медленно вращающихся планет Меркурия и Венеры. Вращение Меркурия и Венеры вокруг их осей происходит столь медленно, что удельные моменты обеих планет значительно отходят от эмпирической прямой, соединяющей значения моментов всех прочих планет (см. рис. 3.3). Близость этих планет к Солнцу, а также синхронизация частоты вращения Меркурия с угловой частотой его движения вблизи перигелия, где приливное трение особенно сильно [2], несомненно, свидетельствует о ведущей роли приливного трения в замедлении вращения этих планет. По-видимому, параметр диссипации Q для Меркурия и Венеры не более 100. Возможно, что обе планеты были заторможены уже очень давно, в начале существования Солнечной системы (по крайней мере Меркурий). В таком случае можно задаться целью узнать, что будет со спутниковой системой у медленно вращающейся планеты. Такое исследование было выполнено недавно Дж. Бернсом во время его работы в ИФЗ АН СССР [3], а вскоре независимо Уордом и Рейдом [4]. Наше дальнейшее изложение этого вопроса заимствовано из [3].

Рассмотрим только прямые спутники. Для спутников с обратным направлением обращения очевиден эффект выпадения на планету при любой угловой скорости ее вращения, но с условием достаточно большой диссипации приливной энергии в недрах планеты [5]. В случае прямых спутников важен знак разности $(\Omega - \omega)$. Меркурий вращается сейчас в прямом направлении с перио-

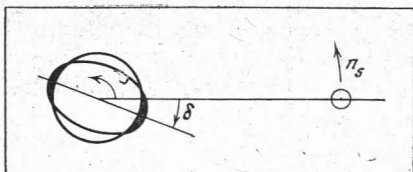
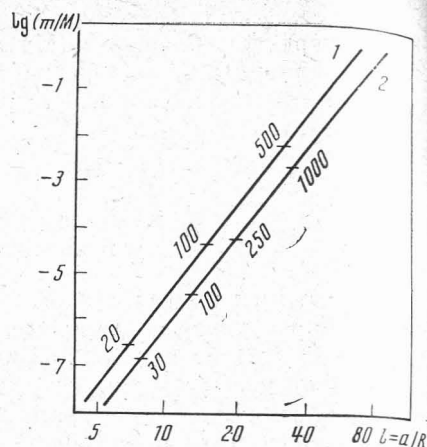


Рис. 6.1. Приливное взаимодействие спутника с медленно вращающейся планетой

Рис. 6.2. Критические соотношения масса — радиус орбиты для спутников Меркурия (1) и Венеры (2)

Цифры на кривых — размеры спутников в км



дом $58,663 \pm 0,021$ суток, Венера — в обратном направлении с периодом $243,09 \pm 0,18$ суток [3]. У обеих планет прямые спутники на круговых орбитах внутри всей сферы действия должны обращаться быстрее, чем вращается поверхность планеты, т. е. $\Omega - \omega < 0$. В этом случае на планете наблюдается не запаздывание, а опережение приливного горба по отношению к кульминации спутника (рис. 6.1): спутник тормозится, и его орбита стягивается к планете во все ускоряющемся темпе. Конечным итогом может быть лишь разрушение внутри предела Роша и выпадение на планету. Уравнение для изменения большой полуоси орбиты спутника m будет

$$\frac{da}{dt} = 3k_2 G^{1/2} M^{-1/2} m a^{-11/2} R^5 \sin 2\delta = -2/3 (GM\Omega^{-5})^{1/3} \frac{d\Omega}{dt}. \quad (6.1)$$

Время стягивания орбиты спутника от радиуса $l = a/R$ до поверхности планеты равно

$$\Delta t = 1/13 (3G\pi\rho)^{-1/2} (Q/k_2) (M/m) l^{13/2}; \quad (6.2)$$

оно тем меньше, чем больше масса спутника и чем ближе он был расположен к планете при образовании. На рис. 6.2 изображены зависимости масса — расстояние для спутников Венеры и Меркурия, которые разделяют область исчезающих спутников и область сохраняющихся спутников за время Δt . Принималось, что $Q=100$; $k_2=0,05$ для Меркурия и $0,25$ для Венеры. Время Δt бралось равным половине возраста Солнечной системы, а именно $2,3 \cdot 10^9$ лет.

Последнее предположение эквивалентно гипотезе, что затормаживание самих планет солнечными приливами до их современного медленного вращения длилось также не более половины времени существования Солнечной системы, т. е. $2,3 \cdot 10^9$ лет. Смысл рис. 6.2 таков, что все спутники, для которых массы и расстояния

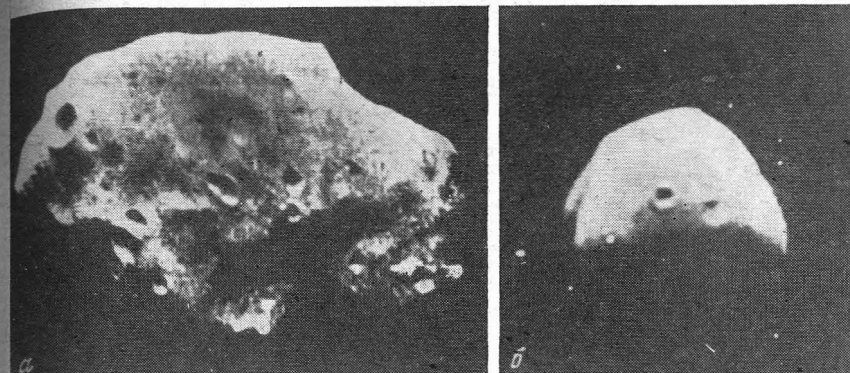


Рис. 6.3. Снимки Фобоса (а) и Деймоса (б), полученные АМС «Маринер-9»

оказываются левее и выше прямых 1 и 2, должны успеть выпасть на планеты. Мы видим, что с расстояния около 40 радиусов планет могли выпасть на планеты спутники с радиусами не менее 1000 км у Венеры и 500 км у Меркурия. Более мелкие спутники могли выпасть соответственно лишь с более близких орбит. Современное медленное вращение Венеры в обратную сторону может быть связано с выпадением на ее поверхность небольшого обратного спутника [5]. Можно заключить, что в прошлом у Венеры и Меркурия могли быть значительные спутниковые рои и затем спутниковые системы, которые позднее исчезли в результате приливной эволюции. Приведенные выше оценки масс исчезнувших спутников следует считать предварительными, так как до сих пор не известны ни современные значения Q для Венеры и Меркурия, ни история их приливного торможения Солнцем. Ниже мы еще вернемся к вопросу о вероятных массах и моментах спутниковых роев Меркурия и Венеры.

Разрушение небольших спутников Марса ударами межпланетных тел. Размеры спутников Марса малы. Если их представить в виде трехосных эллипсоидов, то у Фобоса полуоси будут 14 ± 1 ; $11,5 \pm 1$; 10 ± 1 км, а у Деймоса — 8 ± 2 ; 6 ± 1 ; 5 ± 1 км с учетом неправильности их формы. Снимки Фобоса и Деймоса, полученные из космоса (впервые «Маринером-9» в 1971 г.), являются наглядной иллюстрацией разрушения небольших твердых спутников ударами межпланетных тел (см. рис. 6.3). Ударные кратеры на Фобосе и Деймосе выглядят как лунки без валов. Это означает, что вся выброшенная ударом порода покидает спутники, что и неудивительно, так как скорость освобождения на поверхности спутников всего 10—20 м/сек. Кратеры, сравнимые по размерам с самими спутниками, а также неправильная форма последних свидетельствуют о том, что они могут быть лишь фрагментами более крупных тел. Учет современной бомбардировки в области ор-

биты Марса показывает, что в настоящее время спутники Марса испытывают эрозию поверхности, но экстраполяция этой эрозии на прошлое приводит к «начальным» размерам Фобоса и Деймоса, не на много превышающим их современные размеры [6]. В то же время учет много более интенсивной бомбардировки на заключительной стадии роста планет дает для прошлого значительно большую эрозию и даже фрагментацию тел астероидных размеров. Обстановка для столкновений в окрестности Марса должна была в то время походить на обстановку вблизи растущей Земли, которую мы обсуждали в § 6 гл. 4. Скорость разгона тел в поле Марса, равная $\sqrt{2GM_M/l}$, где l выражено в единицах его радиуса, была примерно в 2 раза ниже, чем у Земли на аналогичном расстоянии, но скорость «на бесконечности» могла быть больше, чем в зоне Земли, из-за возмущений со стороны Юпитера. Поэтому не исключено, что первоначальные размеры Фобоса и Деймоса были порядка сотен, а не десятков километров. Возможно, что первичные расстояния спутников Марса были больше современных. Литтлтон отметил, что при малом планетоцентрическом моменте бомбардирующих частиц разрушаемый спутник вместе с массой теряет также и момент и приближается к планете [7]. При значительной потере массы этот эффект мог быть больше приливного. Современное влияние приливного трения на размеры орбит Фобоса и Деймоса, по-видимому, невелико из-за их малой массы. Сейчас Фобос приближается к Марсу, а Деймос удаляется, но абсолютная скорость этих изменений незначительна.

Итак, начальные массы спутников Марса могли быть на два три порядка больше, чем современные; размеры их орбит также могли быть больше. Следует отметить, что если бы радиусы спутников Марса когда-либо достигали ≈ 400 км, то разрушение было бы неэффективным и крупные спутники уцелели бы до настоящего времени. Поэтому радиус ≈ 400 км, вероятно, можно рассматривать как верхний предел для спутников Марса.

Масса и планетоцентрический момент спутниковых роев у планет земной группы. Применим соображения об образовании земного спутникового роя, развитые в четвертой главе, к другим планетам земной группы.

Рост планет описывается формулой (4.6), прирост спутникового роя — формулой (4.45). Пренебрегая вкладом вещества роя в массу планеты по сравнению с ее прямым приростом и интегрируя по отдельности члены с μ_1 и μ_2 , имеем:

$$\begin{aligned} \mu_1(M) &\cong D_1(M^2 - m_0^2)/2, \\ \mu_2(M) &\approx \mu_0 \exp[3D_2(M^{1/3} - m_0^{1/3})], \end{aligned} \quad (6.3)$$

где, как и прежде, μ_1 обозначает вклад «свободно-свободных», а μ_2 — вклад «свободно-связанных» столкновений; M — современная масса планеты земного типа, а коэффициенты D_1 и D_2 имеют вид, аналогичный (4.51) и (4.52), но с учетом числовых по-

правок для зон других планет, т. е. других размеров зон σ , эффективного размера частиц и размеров сферы действия планеты.

Предположим для простоты, что все эти параметры для планет земной группы были одинаковы. Тогда можно сделать вывод, что

$$\begin{aligned} \mu_1 &\sim M^2 \text{ (пренебрегая } m_0^2), \\ \mu_2 &\sim \mu_0 \exp[\text{const}(R - r_0)], \end{aligned} \quad (6.4)$$

где r_0 — начальный радиус планеты, к которому относится μ_0 , а R — конечный радиус планеты. Из соотношений (6.4) видно, что зависимость массы спутникового роя от массы планеты ни в коем случае нельзя представлять линейной. Вклад «свободно-свободных» столкновений μ_1 растет как M^2 , т. е. μ_1 для Марса и Меркурия в 100—400 раз, а для Венеры в 1,5 раза меньше, чем для Земли. Мы видели, что абсолютный вклад μ_1 очень мал даже для Земли, поэтому для других планет он тем более мал. Величина μ_2 зависит от μ_0 — начальной массы роя, создаваемой «свободно-свободными» столкновениями, и от экспоненциального множителя, который может вести себя по-разному. Если, например, велико характерное время, за которое масса роя достигает массы свободных частиц, содержащихся в сфере действия планеты, то может оказаться, что $r_0 \approx R$, т. е. за время роста планеты от r_0 до R рой не успевает пройти стадию быстрого пополнения вследствие застреваний прежде свободных частиц и остается разреженным. Для образования Луны необходим был массивный рой, который не мог бы создаться без «экспоненциального» роста.

Предположим, что и у роев других планет был такой же рост, но что общая масса роя была пропорциональна μ_1 . Хотя это и несколько искусственное предположение, но мы с его помощью можем получить грубый верхний предел для массы спутниковых роев μ и эквивалентный радиус одиночного спутника $a_{\text{экв}}$, которые равны:

	Меркурий	Венера	Земля	Марс
μ/μ_{\oplus}	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,6	1,0	0,01
$a_{\text{экв}}, \text{ км}$	250	1500	1738	400

Оценим теперь планетоцентрический момент гипотетических спутниковых роев. Предположим, как и в гл. 4, что он равен $l\omega_c$. При одинаковой степени концентрации вещества роя удельный момент $k = l_1^2\omega_c$. Так как

$$l_1^2 = (\mathfrak{R}^3 \sqrt{M/M_{\odot}})^2, \quad \omega_c = \sqrt{GM_{\odot}/\mathfrak{R}^3},$$

то

$$k \propto \mathfrak{R}^{1/2} M_p^{2/3}, \quad (6.5)$$

где \mathfrak{R} — расстояние от Солнца, а эквивалентное начальное расстояние кругового спутника от своей планеты в единицах ее

радиуса $l_0 = a_0/R$ можно будет найти из соотношения

$$k = \sqrt{GMa_0} = \sqrt{l_0} \sqrt{GMR} \propto \sqrt{l_0} M^{2/3},$$

т. е.

$$l_0 \propto k^2/M^{4/3} \propto \mathfrak{R}. \quad (6.6)$$

Примем за l_0 для Луны $20 R_{\oplus}$. Получим для разных планет эквивалентное начальное расстояние прямых спутников, равное для Меркурия $8 R_{\oplus}$, для Венеры $14 R_{\oplus}$, для Земли $20 R_{\oplus}$ и для Марса $30 R_{\oplus}$.

Итак, если проводить полную аналогию с системой Земля — Луна (что в данном случае оправдано за отсутствием лучшего подхода), то мы получаем для Меркурия и Венеры спутники радиусом соответственно 250 и 1500 км с орбитами, отстоящими на 8 и 14 радиусов планет. Такие спутники уже должны были исчезнуть, упав на планеты, если верны предположения, положенные в основу графика на рис. 6.2. Для Марса мы нашли возможность иметь в конце роста спутники радиусом не более 400 км на расстоянии $30 R_{\oplus}$, т. е. значительно более удаленные, чем Фобос и Деймос (их современные расстояния равны соответственно 2,76 и 6,92 R_{\oplus}). Нам представляется обнадеживающим то, что мы двумя разными путями получили верхнюю оценку для радиуса спутника Марса: сначала из соображений, что спутник такого размера, вероятно, был бы мало разрушен и уцелел до наших дней в виде астероидного тела, а затем из аналогии образования роев Марса и Земли, хотя здесь оценка еще менее уверенная. Поэтому можно думать, что современные спутники Марса являются остатками более крупных тел, образовавшихся около Марса на более удаленных от него орбитах.

Оценим максимальный вклад гипотетических спутниковых систем планет Меркурия и Венеры во вращение этих планет при условии выпадения их на планету. Это вращение является дополнительным к тому, которое планеты приобрели при своем образовании и успели потерять за счет солнечных приливов к моменту, когда началось приближение спутников к планетам с передачей им своего орбитального момента. Используем представления, развитые в § 5 гл. 4.

Таблица 9

Значения полного момента K , приносимого спутниковыми системами планетам

Планета	μ/μ_{\oplus}	k, k_{\oplus}	K, K_{\oplus}
Меркурий	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,14	$+3,5 \cdot 10^{-4}$
Венера	0,6	0,73	+0,44

Имеем удельный момент вещества спутников $k \sim \mathfrak{R}^{1/2} M^{2/3}$; пусть масса спутников $\mu \sim M^2$, тогда мы получим следующие значения полного момента $K = k\mu$ для спутников (в единицах начального момента Луны) (табл. 9).

Мы видим, что полный момент для Меркурия составлял бы лишь тысячные доли земного, а для Венеры — менее половины земного. Тогда эквивалентную угловую скорость вращения различных планет Ω можно найти из соотношения

$$K = I\Omega = MR^2, \quad \Omega \sim M^{2/3}\Omega, \quad \Omega \sim K/M^{2/3},$$

т. е. в долях земной угловой скорости

$$\Omega_M = 0,065\Omega_{\oplus}, \quad \Omega_V = 0,7\Omega_{\oplus}. \quad (6.7)$$

Здесь Ω_{\oplus} — угловая скорость Земли, которую она приобрела бы только за счет выпадения спутников, т. е. если бы она получила момент $K + K_{\mu}$ (см. табл. 6).

Принимая $K + K_{\mu} = 2 \cdot 10^{41}$ CGS, что соответствует вращению Земли с периодом 6—7 час, получаем эквивалентный период вращения планет за счет «выпадающих спутников» для Меркурия ≈ 400 час и для Венеры ≈ 10 час, что не выходит из рамок начальных периодов вращения планет, которые не меньше нескольких часов. Допуская, что за половину времени жизни Солнечной системы начальное вращение Меркурия и Венеры могло быть заторможено солнечными приливами до синхронизации с периодом обращения или почти до синхронизации, логично допустить, что и за вторую половину жизни Венера и Меркурий способны потерять такое же вращение. Современное вращение Меркурия вполне соответствует синхронизации [8], а Венеры не совсем синхронизировано. Она имеет сравнительно небольшой по абсолютному значению и отрицательный по знаку осевой момент $K_V \cong \approx -2 \cdot 10^{38}$ CGS $\approx -4 \cdot 10^{-3} K_{\oplus}$. Возможно, этот момент был сообщен ей небольшим обратным спутником, выпавшим значительно позднее, потому что обратные спутники расположены обычно на периферии спутниковых систем. Таким мог быть спутник с массой около $0,001\mu_{\oplus}$, двигавшийся в обратном направлении на орбите $(18-20) R_V$ в момент, когда вращение Венеры было синхронным с орбитальным периодом (прямое вращение с периодом 225 суток). При большей массе обратного спутника радиус орбиты должен быть меньше.

Но причина появления обратного вращения Венеры из почти синхронного вращения могла быть связана с солнечными приливами в атмосфере, для которых возможно опережение [9]. Эта теория еще не разработана. С уточнением знаний о физике атмосферы Венеры, а также о параметре Q для ее недр можно будет составить более целостное представление об истории ее вращения. Можно ожидать, что Q для Венеры является небольшим по сравнению с Q для Земли. Это связано с тем, что астеносферный слой Венеры может находиться ближе к поверхности (разница гранич-

ных температур для Земли и Венеры около 300°). Изменение содержания радиоактивных элементов на поверхности Венеры с помощью станции «Венера-8» дало высокие значения, характерные для земных гранитов [10]. Это свидетельствует об активной термической истории Венеры, о современном горячем состоянии ее недр и о небольших значениях Q .

Таким образом, история спутниковых роев у планет земной группы, рассматриваемая по типу образования околоземного роя, не противоречит современным фактам.

§ 2. История спутниковых систем у планет-гигантов

Планеты-гиганты Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун обладают развитыми спутниковыми системами. Известны различные закономерности этих систем. Одна из них — сходство закона спутниковых расстояний в системе данной планеты с законом планетных расстояний от Солнца. Главной его чертой является прогрессивное увеличение расстояний между более далекими спутниками. Первопричину установления такого закона следует искать в расширении зон питания растущих тел с расстоянием от центрального тела (см. § 1 гл. 5). Однако, помимо прогрессивного нарастания промежутков между орбитами спутников, их периоды обращения довольно часто оказываются в простой соизмеримости типа $1 : 2$; $2 : 3$; $3 : 4$; $2 : 5$ и т. д. Неслучайный характер такой резонансной структуры спутниковых систем (и самой планетной системы) заставляет искать причину ее возникновения в диссипативных процессах. В последнее время в качестве диссипативного процесса чаще всего рассматривают приливное трение [11]. Диссипативными факторами в представлении А. М. Молчанова [12] могли быть также сопротивляющаяся среда и непостоянство массы системы.

Другой характерной особенностью спутниковых систем у планет-гигантов является близость к планетам наиболее массивных спутников; их расстояния, выраженные в долях радиуса сферы действия планеты, очень малы; их орбиты имеют регулярный характер, т. е. близки к окружностям и расположены в экваториальной плоскости планеты. На больших расстояниях от планет-гигантов обращаются только спутники с малой массой и обычно с весьма нерегулярными орбитами. Современная близость к планетам-гигантам их крупнейших спутников является указанием на то, что приливное отодвигание в этих системах сработало менее эффективно, чем в системе Земля — Луна и в гипотетических системах Меркурия и Венеры.

Еще одна закономерность спутниковых систем планет-гигантов состоит в том, что их химический состав никогда не совпадает с составом планет и различается в пределах каждой системы, если судить по плотностям спутников. По-видимому, есть общая закономерность убывания плотности спутников с расстоянием от пла-

неты, похожая на закономерность изменения химического состава планет по мере удаления их от Солнца. Пока она четко выявлена для четырех галилеевых спутников Юпитера, для которых лучше всего известны массы и радиусы. Для системы Сатурна такая закономерность улавливается только для трех наиболее массивных спутников — Дионы, Титана, Япета, для остальных семи спутников данные о плотностях недостаточно точны. Для системы Урана пока нет данных; из двух спутников Нептуна большую плотность имеет внутренний спутник.

Следует указать еще некоторые особенности спутниковых систем планет-гигантов. У Сатурна, помимо 10 спутников, есть кольца из твердых частиц, обращающиеся внутри предела Роша, которые могут служить прототипом идеально уплотненных систем. У Юпитера, помимо его основной системы из 12 спутников, имеются две группы астероидов-Троянцев, находящихся в окрестности треугольных точек либрации L_4 и L_5 (см. рис. 4.2). Известно влияние Юпитера на движения в поясе астероидов (наличие «провалов»), а также на преобразование орбит комет из долгопериодических в короткопериодические. Таким образом, Юпитер контролирует движение тел не только внутри сферы действия, но и далеко вне ее.

Приливная эволюция спутниковых систем у планет-гигантов. Роль приливного трения в спутниковых системах четырех планет-гигантов ярко выражена в синхронизации вращения всех близких и массивных спутников: они повернуты к планетам одним полушарием, как Луна к Земле [13]. В то же время последствия приливной эволюции мало ощущаются на размерах орбит спутников: все они расположены в пределах одного-двух десятков радиусов центрального тела, а самый близкий спутник обычно обращается почти на пределе Роша. Между тем приливная эволюция у всех спутников должна была вести к расширению орбит, так как они обращаются в ту же сторону, что и планеты, и для всех спутников $\Omega > \omega$. (Исключение составляет система Нептун — Тритон, в которой Тритон движется против вращения планеты и его орбита должна сокращаться). При значительной роли приливного трения спутники могли бы отойти на расстояния в 10—20 раз больше современных и все еще обращаться на расстояниях, меньших половины радиуса сфер действия планет. Наличие нескольких спутников в системе каждой планеты позволяет установить максимальные границы их приливного отодвигания от предела Роша до своей орбиты. Время отодвигания спутника пропорционально Q его планеты и обратно пропорционально числу Лява k_2 . Принимая продолжительность этого допустимого отодвигания равной продолжительности существования Солнечной системы, т. е. $(4,5 - 4,6) \cdot 10^9$ лет, и приписывая планетам земной группы числа Лява, характерные для твердых тел, а планетам-гигантам значения, свойственные жидким однородным телам, Голдрайх и Сотер [13] получили следующие значения Q (табл. 10).

Таблица 10

Значения параметра добротности Q для различных планет

Планета	$R \cdot 10^{-8}$, см	$M \cdot 10^{-27}$, г	Q	k_2
Меркурий	2,4	0,32	240	0,05
Венера	6,1	4,9	17	0,25
Земля	6,4	6,0	13*	0,30
Марс	3,4	0,65	10 ^{2*}	0,40
Юпитер	71	1900	$>10^5$ 3*	1,5
Сатурн	60	570	$>6 \cdot 10^4$	1,5
Уран	24	87	$>5 \cdot 10^4$	0,7

* Низкое значение Q для Земли обусловлено большой ролью океанов в диссипации приливной энергии.

** Оценка Q для Марса здесь основана на уже устаревших данных Шарплесса о торможении Фобоса (см. [14]).

** Согласно более правильным оценкам, k_2 для Юпитера составляют около 0,6 [15], поэтому должно быть $Q_{Ю} \approx 4 \cdot 10^4$.

Оценку Q для системы Нептун — Тритон нельзя сделать тем же способом, так как Тритон приближается к Нептуну и его первоначальная орбита неизвестна. В настоящее время Тритон обращается в обратном направлении на расстоянии 13,33 радиуса планеты по орбите, наклоненной на 20° к экватору Нептуна. Орбита его очень мало отличается от круговой ($e < 10^{-3}$). Если приписать Нептуну такой же нижний предел для Q , который получен для Урана, т. е. $\approx 5 \cdot 10^4$, то влияние прилива на Нептуне на эксцентриситет орбиты Тритона оказывается слишком небольшим, чтобы объяснить столь значительное скругление. Только приливы, вызываемые планетой на спутнике, могли бы привести к скруглению вначале эксцентричной орбиты при значениях $Q < 500$ для самого Тритона как для небольшого твердого или полужидкого тела.

Роль приливного трения в происхождении соизмеримостей периодов обращения в спутниковых системах. Простые соизмеримости периодов обращения соседних спутников (резонанс) могут сохраняться и поддерживаться при отодвигании каждого из спутников от планеты вследствие приливного трения. При этом часть орбитального момента внутреннего спутника передается им на внешний спутник. Без этой дополнительной передачи момента в системе не сохраняется соизмеримость, потому что в общем случае внутренний спутник отодвигается относительно быстрее, чем внешний, и резонансная конфигурация нарушается.

Захват одного спутника в резонанс с другим изучен пока лишь на самых простых моделях. Идея о возможности такого захвата принадлежит Голдрайху [11], а механизм захвата детально исследован Гринбергом для пар спутников Сатурна Титан — Гиперион и Мимас — Тефия [16, 17]. Пара Титан — Гиперион удоб-

на для рассмотрения тем, что Титан в 10^3 раз массивнее Гипериона. Их периоды обращения относятся как 3 : 4. Три взаимодействующих тела — Сатурн, Титан и Гиперион — сильно различаются по массе: $M \gg m_1 \gg m_2$, следовательно, внешний спутник с массой m_2 слишком мал, чтобы возмущать m_1 или вызывать значительный прилив на Сатурне. Удобство для модели представляет также малый эксцентриситет орбиты Титана, поэтому его орбита может считаться круговой, тогда как орбита Гипериона имеет заметный эксцентриситет.

В результате резонанса долгота соединения Титана и Гипериона испытывает либрацию около направления на апоцентр орбиты

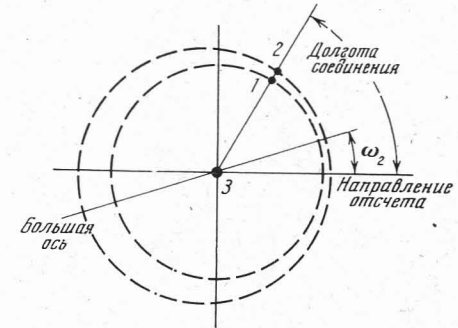


Рис. 6.4. Конфигурация орбит Титана (1) и Гипериона (2)

Гипериона (рис. 6.4). Удобно описывать их конфигурацию с помощью «резонансной переменной» Φ , равной

$$\Phi = 4\lambda_2 - 3\lambda_1 - \tilde{\omega}_2, \quad (6.8)$$

где λ — средняя долгота спутника, $\tilde{\omega}$ — долгота перигея (индекс 1 относится к Титану, индекс 2 — к Гипериону). В настоящее время значение Φ колеблется около 180° с амплитудой 36° и периодом 640 суток. Уравнения для изменения со временем величин Φ , e_2 и n , где $n < 1$ — отношение орбитальных периодов спутников в инерциальной системе отсчета, могут быть получены из уравнений Лагранжа для изменений орбитальных элементов. Возмущающая функция, характеризующая притяжение массы m_2 массой m_1 , представляется в виде тригонометрических рядов, из которых достаточно учесть лишь долгопериодные члены:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 4n - 3 - \frac{1}{2e_2} \left(\frac{m_1}{M} \right) F(n) \cos \Phi, \quad (6.9)$$

$$\frac{de_2}{dt} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_1}{M} \right) F(n) \sin \Phi, \quad (6.10)$$

$$\frac{dn}{dt} = 6e \left(\frac{m_1}{M} \right) n F(n) \sin \Phi - n\beta. \quad (6.11)$$

Функция $F(n)$ — безразмерное выражение порядка единицы, определяемое из разложения возмущающей функции. Величина

$\beta \approx \text{const} < 0$ представляет скорость изменения периода вследствие приливного трения, она заменяет более точное выражение

$$\frac{1}{n_1^2} \frac{dn_1}{dt} = -\frac{27}{4} \left(\frac{R_p}{a_1} \right)^5 \left(\frac{m_1}{M} \right) \frac{1}{Q}, \quad (6.12)$$

которое может считаться постоянным лишь в первом приближении, пока можно пренебречь изменением большой полуоси a_1 .

Если бы в системе отсутствовало приливное трение ($\beta = 0$), то резонансная переменная Φ пробегала бы все значения от 0 до 360° . При $\beta \neq 0$ типичная нерезонансная система, в которой вначале Φ циркулирует по всем значениям углов, n не равно отношению малых простых чисел и e_2 малое, эволюционирует к состоянию типа современной системы Титан — Гиперион, когда Φ совершает лишь либрацию, n колеблется около значения $j/(j+1)$, где j — небольшое простое число, а эксцентриситет e_2 увеличивается (подробнее см. [16]). Устойчивым оказывается такое состояние системы, когда либрация резонансного параметра Φ происходит около 180° , т. е. соединение спутников происходит вблизи апоцентра m_2 . Здесь спутники наиболее удалены друг от друга и гравитационные возмущения от m_1 на m_2 минимальны. В тех случаях, когда e_2 малое, возможны устойчивые конфигурации как при соединении спутников вблизи апоцентра m_2 , так и вблизи его перицентра. Если спутники имеют сравнимые массы и эксцентриситеты орбит, описание их движений намного усложняется, но качественная картина установления соизмеримости периодов остается такой же, как в рассмотренном случае. Данный тип резонанса называют « e -резонансом», поскольку в его установлении играет роль именно эксцентриситет орбит.

Другой тип резонансных движений в системах спутников — это i -резонанс, встречающийся только у близких спутников, орбиты которых прецессируют под действием экваториального вздутия планеты. Единственным известным примером такого рода является пара спутников Сатурна — Мимас и Тефия, периоды которых относятся как 2 : 1. Резонансная переменная здесь

$$\psi = 4\lambda_T - 2\lambda_M - \Omega_T - \Omega_M, \quad (6.13)$$

где Ω — долгота узла соответствующего спутника в плоскости экватора Сатурна. Соединение спутников колеблется около середины между узлами их орбит [17]. Роль приливного трения в установлении описанных резонансов в системах спутников планет-гигантов не вызывает сомнения. Неясно, насколько общей является подобная картина. Быть может, в случае движения массивных спутников вокруг планет земного типа, где приливная эволюция идет быстрее, резонансы следует рассматривать лишь как частный случай.

Влияние приливного трения на упорядоченность наклонений орбит спутников на примере системы спутников Урана. Система

Урана замечательна своей регулярностью: пять спутников расположены на почти круговых орбитах практически точно в плоскости экватора планеты, тогда как ось Урана наклонена к оси эклиптики на 98° .

Можно подсчитать, что прецессия оси Урана под влиянием солнечного воздействия на экваториальное вздутие Урана очень медленная: один оборот оси совершает за период более 10^{10} лет. При медленной же прецессии оси планеты орбиты спутников сохраняют постоянную ориентацию к ее экватору [18]. Поэтому если бы в какое-то время орбиты спутников были наклонены к экватору Урана, то единственной мыслимой причиной, заставившей их «лечь» в экватор, может считаться лишь приливное трение [19]. Мы не знаем свойств вещества Урана, определяющих скорость приливной эволюции орбит спутников. Однако можно принять, что за время существования Солнечной системы изменение орбит спутников не могло быть больше, чем отодвигание каждого из спутников от орбиты предыдущего, а отодвигание ближайшего к планете пятого спутника — Миранды не более чем отодвигание от предела Роша $(2,5 - 3)R$ до ее современного расстояния около $5R$, где R — радиус Урана. Таким образом, пределы изменения a_i , где a_i — большая полуось орбиты спутника, мы можем задать. Пользуясь тем обстоятельством, что взаимное приливное воздействие спутников малое, рассмотрим изменение угла наклона ϵ_i орбиты каждого из пяти спутников к экватору Урана для случая двух тел: данный спутник и планета.

За независимую переменную вместо времени удобнее взять расстояние спутника от планеты (или большую полуось его орбиты). В этом случае для оценки изменения ϵ может быть применена формула Мак Доналда (3.7), выведенная им для случая, когда приливный закручивающий момент пропорционален запаздыванию прилива по фазе:

$$\frac{d\eta}{da} = -\frac{B(q) \sin \epsilon}{2a (\cos \epsilon - \alpha) F(q)}. \quad (6.14)$$

Аналогичное (6.14) соотношение для $d\eta/da$ было выведено М. Л. Лидовым [20] для случая, когда приливный закручивающий момент пропорционален разности $(\Omega - \omega)$:

$$\frac{d\eta}{da} = -\frac{1}{4a} \frac{\sin \epsilon}{\cos \epsilon - \alpha}. \quad (6.15)$$

При малых q^2 соотношение (6.14) переходит в (6.15).

В системе Урана основной момент количества движения заключен в самой быстровращающейся планете, т. е. угол $\epsilon - \eta$ очень мал. При приливном отодвигании спутников ось планеты изменяет свое положение в пространстве очень незначительно, угол $\epsilon - \eta$ изменяется лишь на несколько секунд дуги. Это значит, что в ходе приливной эволюции плоскость экватора Урана может быть принята за неизменную плоскость, т. е. можно принять

$\varepsilon - \eta \approx 0$. Очень мало также изменяется угловая скорость осевого вращения Урана, поэтому положим:

$$\varepsilon \approx \eta, \quad \Omega \approx \text{const.} \quad (6.16)$$

Задавая произвольные «начальные» значения угла ε , можно получить его изменения в ходе максимального отодвигания спутников. Величины современных расстояний спутников Урана представлены ниже:

№ спутника	5	1	2	3	4
a_i/R_U	5,11	7,52	10,48	17,21	23,01

В предположении, что каждый спутник мог отодвигаться лишь от орбиты предыдущего до своей собственной, все расстояния могли увеличиваться менее чем в 2 раза.

В случае небольших «начальных» значений ε ($\varepsilon \leq 20^\circ$) и при $\alpha \ll 1$ более простая формула (6.15) при учете (6.16) дает

$$\varepsilon \cong \varepsilon_0 (a_0/a)^{1/4}. \quad (6.17)$$

Отсюда следует, что при увеличении a в 2 раза угол ε уменьшается приблизительно на 20%. Если, например, начальные наклоны составляли бы 20° , то современные были бы около 16° , а не 0° , как в действительности.

При $\varepsilon_0 > 20^\circ$ изменение углов наклона следует считать по формуле (6.14). Для всех спутников уменьшение «начальных» углов наклона, взятых в интервале $20^\circ < \varepsilon < \arccos \alpha$, как правило, не превосходит 10° .

При $\cos \varepsilon - \alpha < 0$, т. е. при $\varepsilon > \varepsilon_{кр} = \arccos \alpha$, производная $d\eta/da$ положительна. Однако при этом $da/dt < 0$ [9], т. е. происходит не отодвигание, а приближение спутника к планете вследствие приливного трения. Следовательно, наклон орбиты и в этом случае уменьшается со временем. Для каждой круговой орбиты, характеризующейся величиной $\alpha = \omega/\Omega$, существует лишь одно значение $\varepsilon_{кр}$. Ниже приведены значения $\varepsilon_{кр}$ для радиусов круговых орбит, округленно равных пределу Роша и радиусам орбит пяти спутников Урана.

a_i/R_U	3	5	7	10	17	23
$\alpha = \omega/\Omega$	0,741	0,345	0,208	0,122	0,055	0,035
$\varepsilon_{кр}, \text{ град}$	42,1	69,8	78,0	83,0	86,8	88,0

Наибольшие изменения ε при заданном изменении a могли бы происходить вблизи $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$. Крайне мало вероятно, чтобы в действительности начальные орбиты спутников располагались именно в плоскостях с критическими наклонами. Тем

не менее интересно оценить изменение угла ε и при столь специально выбранных значениях ε_0 , чтобы получить оценку его заведомо максимального изменения. На рис. 6.5 приведены примеры расчетов зависимости $\eta(a)$ для интервалов изменения большой полуоси орбит спутников $3R \leq a_5 \leq 5R$ (кривая 1) и $10R \leq a_3 \leq 17R$ (кривая 2). При $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$ кривая $\eta(a)$ имеет вертикальную касательную и две ветви: вдоль одной из них угол η возрастает с a , вдоль другой — убывает. В нашем случае так же ведет себя угол ε . Но абсолютные изменения ε и здесь все же недостаточны, чтобы дать $\varepsilon = 0$, т. е. совпадение плоскостей орбит спутников с экватором планеты. Расчеты для спутников с другими возможными интервалами изменений a приводят к аналогичной картине, причем абсолютная величина изменений η меньше, чем изменения на рис. 6.5.

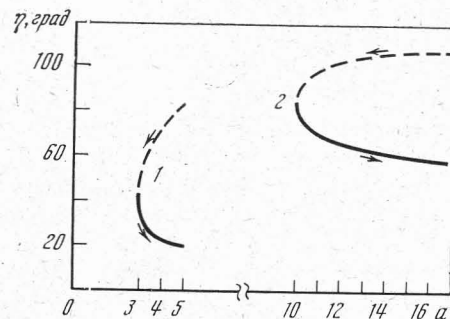


Рис. 6.5. Примеры максимальных изменений углов наклона орбит спутников Урана к плоскости его экватора

Стрелками показано направление изменения углов

Особый интерес представляет «начальное» расположение плоскостей орбит спутников в эклиптике, т. е. $\varepsilon_0 = 98^\circ$. Поскольку такие спутники были бы обратными по отношению к вращению Урана, приливное трение приводило бы к приближению их к планете, т. е. $da/dt < 0$. В этом случае величина $d\eta/da$ в формулах (6.14) и (6.15) была бы положительна, так как $(\cos 98^\circ - \alpha) < 0$, и мы имели бы вначале сокращение радиусов орбит с уменьшением угла ε , но лишь до того момента, когда $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$ (выше было дано представление о численных значениях α и $\varepsilon_{кр}$ в современной системе Урана). После этого приближение к планете должно смениться удалением от нее и уменьшением ε . При этом мы имели бы отодвигание, ограниченное пределами современных орбит и не приводящее к $\varepsilon = 0^\circ$.

Можно заключить, что современное расположение спутников Урана в плоскости его экватора не является результатом приливной эволюции первоначально наклоненных орбит. Регулярное строение системы Урана, по-видимому, должно было возникнуть в процессе ее аккумуляции.

§ 3. Происхождение спутников у планет-гигантов

*Проблема происхождения планет-гигантов и роль газа в их образовании*¹. Основной проблемой происхождения Юпитера и Сатурна является вопрос, каким образом эти планеты вобрали в себя легчайшие газы — водород и гелий, которые стали в них преобладающими компонентами. Теоретически существуют три возможности: 1) конденсация всех газов допланетного облака на твердых частицах и затем аккумуляция этих частиц в планеты; 2) образование газопылевых сгустков в допланетном облаке в результате его гравитационной неустойчивости; 3) аккреция газов на зародышах планет-гигантов, образовавшихся путем аккумуляции твердых частиц, которые состояли из нелетучих компонентов.

Первый вариант требует неприемлемо низких температур. Конденсация водорода в твердую фазу при плотности, характерной для зоны Юпитера, могла бы происходить при температурах не выше 4—5° К, а для конденсации гелия потребовалась бы температура много ниже 1° К. Очевидно, что условие конденсации гелия в твердую фазу вообще недостижимо в Галактике.

Поэтому изучалась возможность конденсации водорода (без гелия) в условиях допланетного облака. Предполагалось, что температуры в 4—5° К могли быть достижимы при экранировании солнечного излучения. Модели Юпитера из водорода и более тяжелых элементов, исключая гелий, строились именно исходя из такой гипотезы [22]. Эпик [23], считая основную массу Юпитера, состоящей из водорода, а атмосферу, состоящей из гелия, предположил, что в допланетном облаке могли образоваться снежные хлопья из H₂, которые вместе с другими конденсатами осаждались сквозь газообразный гелий в течение всего процесса роста Юпитера (разумеется, вблизи планеты, разогретой за счет гравитационной энергии, такие «снежные» хлопья должны были испариться). В конце роста, согласно Эпику, Юпитер захватил гелиевую атмосферу. Однако атмосфера Юпитера имеет состав, сходный с составом основной массы планеты, т. е. преимущественно водородный. Кроме того, предположение о конденсации водорода встречает трудности. В 1960 г. А. И. Лебединский [24] показал, что энергия движения крупных твердых тел в газопылевом облаке, турбулизируя движение мелких пылинок и учащая взаимные столкновения, должна нагревать их до температуры от 5 до 30° К. В 1962 г. В. С. Сафронов [25] оценил температуру допланетного облака с учетом нагревания рассеянным в газовой составляющей облака солнечным излучением, последнее принималось эквивалентным современному. Оказалось, что при современной светимости Солнца в зоне Юпитера температура пылевого

¹ Содержание этого параграфа изложено в [21].

слоя должна была составлять не менее 35° К, а в зоне Сатурна 18° К. Температура газовой составляющей была еще выше. При таких температурах конденсация водорода исключается. Поэтому первый вариант образования планет-гигантов приходится отбросить.

Второй вариант — гравитационная неустойчивость в газовой составляющей допланетного облака (H₂ + He) — требует слишком большой массы допланетного облака.

Для распада на самогравитирующие сгустки плотность газа ρ_0 вблизи центральной плоскости облака должна была достигать критической величины, которая в 10 раз превосходила «размазанную» плотность Солнца: $\rho^* = M_{\odot}/4/3\pi R^3$, где R — расстояние Юпитера от Солнца. Поскольку первоначальный состав облака был близок к солнечному, пылевой компонент составлял лишь 1—2 масс.% и при оценке критической плотности в газе он может не учитываться. При температуре 35° К в зоне Юпитера и 18° К в зоне Сатурна суммарная масса вещества в этих зонах должна была составить не менее $5 \cdot 10^{32} \text{ г} \approx 0,25 M_{\odot}$. Это эквивалентно 250 массам Юпитера. Даже если принять, что гравитационная неустойчивость развивалась с помощью кольцеобразных возмущений, вызвавших распад части облака на кольца, которые затем сами распались на сгустки (при этом критическая плотность $\rho_{\text{кр}} \geq 2,1\rho^*$ [26]), то масса газа в зоне Юпитера и Сатурна должна была бы составить по крайней мере $2,4 \cdot 10^{32} \text{ г} \approx 0,12 M_{\odot}$, или 120 масс Юпитера. Возмущения Юпитера и Сатурна могли бы выбросить за пределы Солнечной системы лишь тела с суммарной массой не более 10 масс Юпитера [27]. Как можно было бы избавиться от более чем 100 остальных масс Юпитера, представить трудно.

Можно заключить, что образования сгустков солнечного состава в зонах Юпитера и Сатурна не происходило, т. е. этот вариант также не годится. Следует добавить, что для возникновения остальных планет Солнечной системы, имеющих не «солнечный», а иной состав, механизм гравитационной неустойчивости в газе тем более неприменим.

Третий вариант — аккреция газа растущей планетой — является, по-видимому, единственно приемлемым. Процесс роста в этом случае состоит из двух этапов. На первом этапе в допланетном облаке солнечного состава происходит лишь аккумуляция твердых частиц и тел, а газ, поскольку он присутствует, играет роль лишь сопротивляющейся среды. При достижении твердым зародышем планеты некоторой массы M_0 начинается второй этап: газ устремляется к ядру и присоединяется к нему, образуя все более мощную оболочку. Уравнение для осесимметричной аккреции выведено еще в 1939 г. Хойлом и Литтлтоном в применении к захвату межзвездного газа звездами. В 1946 г. Хойл [28] применил его к процессу конденсации планет, заменив скорость планет относительно газа средней тепловой скоростью

газовых атомов В 1952 г. Бонди [29] вывел уравнение для сферически-симметричной аккреции, которое практически совпало с применявшимся Хойлом. Формула прироста массы вследствие аккреции весьма проста:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{4\pi\lambda (GM)^2 \rho_\infty}{c^3}. \quad (6.18)$$

Здесь ρ_∞ и c — плотность газовой среды и скорость звука вдали от гравитирующего тела, а λ — численный параметр, который зависит от показателя γ :

$$\frac{p}{\rho_\infty} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^\gamma, \quad (6.19)$$

где p_∞ — давление газа вдали от тела. Для интервала $1 \leq \gamma \leq 5/3$ имеем $1,12 \leq \lambda \leq 0,25$.

Формально начало аккреции газа может происходить уже при той массе ядра, когда его гравитационное сечение πr_g^2 становится больше геометрического πr^2 . При тепловых скоростях атомов около 1 км/сек эта масса составляет 10^{24} — 10^{25} г. Однако, как показал В. С. Сафронов [26], масса для начала эффективной аккреции должна быть в 10^3 — 10^4 раз больше, т. е. должна составлять по крайней мере 1—2 массы Земли или порядка 1% от масс Юпитера и Сатурна. Позднее Дол [30] оценил эту критическую массу в 3—6 масс Земли. Эта оценка следует из сопоставления скорости прироста газовой оболочки со скоростью ее утечки вследствие термической диссипации. Только при величине $M_0 \approx M_\oplus$ вместо стационарной атмосферы относительно малой массы образуется мощная атмосфера с неограниченно растущей массой и увеличивающейся плотностью, собирающая весь окружающий газ. Еще Хойл отметил, что аккреция представляла быстро ускоряющийся процесс, который сопровождался большим выделением энергии. Формула (6.18) использовалась В. С. Сафроновым [31] для оценки первоначальной температуры Юпитера и Сатурна, которая получилась весьма высокой (до $17\,000^\circ\text{K}$ у Юпитера и до 3600°K у Сатурна).

Все упомянутые расчеты показали в принципе возможность образования Юпитера и Сатурна в два этапа с быстрой аккрецией газа на заключительной стадии, однако полной теории роста планет-гигантов пока нет. Ее трудно построить из-за того, что зоны питания этих планет перекрывались, некоторая часть вещества была выброшена из Солнечной системы. Гидродинамика аккреции еще недостаточно изучена. Тем не менее при построении модели образования спутников у планет-гигантов мы будем исходить из простейшей теории аккреции самих планет.

Образование спутников у водородно-гелиевых планет. Образование спутниковых роев вокруг планет-гигантов Юпитера и Сатурна должно было происходить как на этапе роста твердого зародыша

планеты (стадия типа роста земных планет), так и на этапе аккреции газа. Во время первого этапа и планета, и рой питаются одним и тем же источником — твердыми телами и частицами, состоящими из конденсируемых веществ. На втором — планета, помимо твердых тел, быстро захватывает газ, а питание роя продолжается только за счет твердого компонента. При оценке полной массы, протекшей через рой, мы должны были бы учитывать оба этапа его роста. Но та часть роя, которая набиралась на первом этапе, не могла сохраниться в виде спутников. Аккреция газа должна была увеличить массу планет в десятки или сотни раз по сравнению с массой твердого зародыша. При этом должны были сократиться размеры спутниковых орбит в соответствии с инвариантом Джинса $m_0 l_0 = ml$, где m_0 — начальная масса планеты, l_0 — начальный радиус орбиты спутника, а m и l — их текущие значения. Все спутниковые орбиты у зародышей с массами порядка земной должны были располагаться в пределах немногих десятков радиусов зародыша планеты. Сокращение размеров орбит в 10^2 раз неминуемо приводит к поглощению планетой всего вещества роя, приобретенного на первом этапе роста.

Следовательно, при оценке массы существующих спутниковых систем мы можем пренебречь первой стадией и рассматривать только вторую стадию — аккрецию газа, когда питание планеты и роя идет из разных источников. В этом — основное отличие образования спутников у водородно-гелиевых планет и у планет земного типа. Для массы роя μ имеем

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{d\mu_1}{dt} + \frac{d\mu_2}{dt} + \frac{d\mu_3}{dt}, \quad (6.20)$$

где μ_1 вклад «свободно-свободных», а μ_2 — «свободно-связанных» столкновений (см. гл. 4). Член с μ_3 должен быть здесь добавлен ввиду очевидного пополнения роя вследствие застревания пылевых частиц в газовых потоках, стремящихся к растущей планете. Его оценка требует более детального знания гидродинамики процесса аккреции, чем мы предполагаем сейчас. Если положить плотность пыли ρ_p пропорциональной плотности газа ρ_g на всех стадиях процесса аккреции, то максимум прироста массы роя будет так же, как и в случае земных планет, при массе планеты около $(^{2/5}-^{1/2})M_{\text{совр}}$. Однако в действительности только мелкие частицы увлекаются газом и дают вклад в μ_3 , а крупные тела движутся независимо от газовых потоков. Пропорциональность $\rho_p \sim \rho_g$ не соблюдается из-за разной скорости вычерпывания газа и твердого вещества.

Остановимся на оценке планетоцентрического момента спутниковых роев у водородно-гелиевых планет. Участие газа в их формировании дает основание использовать гидродинамическую оценку момента роя ($+^{1/4}I\omega_c$, I вариант) скорее, чем оценку по гипотезе «твердотельного» вращения ($+I\omega_c$, II вариант), применявшуюся нами для роев у планет земного типа (см. § 5 гл. 4).

В случае земных планет мы получили в § 1 настоящей главы весьма ориентировочно, что эквивалентное расстояние прямого спутника от планеты в долях ее радиуса пропорционально расстоянию от Солнца в астрономических единицах ($l \sim R$).

Приняв $l_C = 20R_{\oplus}$ в качестве эталона начального расстояния спутника, получим следующие начальные расстояния l для спутников Юпитера и Сатурна в двух вариантах оценки удельного момента роя:

l_1	$740R_{Ю}$	$1100R_C$
l (I вариант) . .	$6R_{Ю}$	$11R_C$
l (II вариант) . .	$160R_{Ю}$	$180R_C$

Современные массивные спутники Юпитера располагаются на расстояниях от $6R_{Ю}$ до $27R_{Ю}$, а «центру тяжести» соответствует $\approx 15R_{Ю}$. У Сатурна массивные спутники обращаются на расстояниях от 3 до $60R_C$ с «центром тяжести» на $\approx 20R_C$. Оба формально полученных «центра тяжести» спутниковых систем попадают в интервал между значениями для расстояния «эквивалентного» спутника для крайних случаев зависимости k от ω . Как уже отмечалось ранее, приливное трение мало изменило первоначальные размеры спутниковых орбит планет-гигантов, поэтому здесь обращение к их современным размерам оправдано.

Подводя итог, можно отметить, что теория образования спутниковых систем во всем их многообразии еще не создана. Настоящую главу можно рассматривать лишь как первую попытку построить такую теорию, используя соотношения, выведенные при изучении образования Луны при аккумуляции Земли. С ростом знаний о процессах, протекавших на периферии Солнечной системы в ее раннем периоде, можно надеяться на дальнейшее развитие данной модели образования спутников.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Жарков, В. П. Трубицын, Л. В. Самсоненко. Физика Земли и планет. М., «Наука», 1971.
2. S. J. Peale, T. Gold. Rotation of the planet Mercury.— Nature, 1965, 206, 1240.
3. J. A. Burns. Where are the satellites of the inner planets?— Nature Phys. Sci., 1973, 242, N 115, 23.
4. W. R. Ward, M. J. Reid. Solar tidal friction and satellite loss.— Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 164, N 1, 21.
5. T. B. McCord. The loss of retrograde satellites in the Solar system.— J. Geophys. Res., 1968, 73, N 4, 1497.
6. S. Soter. Planetary Satellites. IAU Colloq., N 28. Ithaca, 18—21 Aug., 1974.
7. R. A. Lyttleton. The effect on lunar orbit of meteoritic accretion.— Icarus, 1966, 5, 162.
8. P. Goldreich. Final spin states of planets and satellites.— Astron. J., 1966, 71, 1.
9. G. J. F. Mac Donald. Tidal fri-

ction.— Revs. Geophys., 1964, 2, 467.

10. Ю. А. Сурков, Ф. Ф. Киризов, О. П. Соборнов, Г. А. Федосеев, Л. Н. Месникова, Б. Н. Кононов, С. С. Курочкина, Д. Е. Фертман. Аппаратура, техника эксперимента и основные результаты исследования гамма-излучения венерианской поверхности автоматической станцией «Венера-8».— Космич. исслед., 1973, № 5, 781.
11. P. Goldreich. An explanation of the frequent occurrence of commensurable mean motions in the Solar system.— Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1965, 130, 159.
12. A. M. Molchanov. The resonant structure of the Solar system.— Icarus, 1968, 8, 203.
13. P. Goldreich, St. Soter. Q in the solar system.— Icarus, 1966, 5, № 4, 375.
14. J. A. Burns. Dynamical characteristics of Phobos and Deimos.— Revs Geophys. and Space Phys., 1972, 10, 463.
15. С. В. Гаврилов, В. Н. Жарков, В. В. Леонтьев. О влиянии приливов на гравитационное поле Юпитера.— Астроном. ж., 1975 (в печати).
16. R. Greenberg. Evolution of satellite resonances by tidal dissipation.— Astron. J., 1973, 78, N 4, 338.
17. R. Greenberg. The role of Saturn's oblateness in the Mimas — Tethys resonance.— IAU Sympos, № 62, 1973, Warsaw.
18. P. Goldreich. Inclination of satellite orbits about an oblate precessing planet.— Astron. J., 1965, 74, 5.
19. Е. Л. Рускол. О приливных изменениях наклонов орбит спутников Урана к плоскости его экватора.— Астроном. вест., 1973, 7, № 3, 150.
20. М. Л. Лидов. Курс лекций по эволюции орбит. МГУ, 1971.
21. Е. Л. Рускол. Химический состав и внутреннее строение планеты Юпитер.— Космич. исслед., 1969, 7, № 6, 857.
22. С. В. Козловская. Внутреннее строение и химический состав планет-гигантов.— Докл. АН СССР, 1956, 108, 409.
23. E. J. Öpik. Jupiter: chemical composition, structure and origin of a giant planet.— Icarus, 1962, 1, 200.
24. А. И. Лебединский. О содержании водорода в больших планетах.— Вопросы космогонии, 1960, 7, 50.
25. В. С. Сафронов. О температуре пылевой составляющей протопланетного облака.— Астроном. ж., 1962, 39, 278.
26. В. С. Сафронов. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М., «Наука», 1969.
27. V. S. Safronov. Ejection of bodies from the Solar system in the course of the accumulation of the giant planets and the formation of the cometary cloud.— In: The motion, evolution of orbits and origin of comets. G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirchak — Polonskaya (Eds.), Reidel, 1972, p. 329—334.
28. F. Hoyle. On the condensation of the planets.— Monthly Notices. Roy. Astron. Soc., 1946, 106, N 5, 406.
29. H. Bondi. On spherically symmetrical accretion.— Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1952, 112, N 2, 195.
30. S. Dole. Computer stimulation of the formation of planetary systems.— Icarus, 1970, 13, 494.
31. В. С. Сафронов. О росте планет в протопланетном облаке.— Астроном. ж., 1954, 31, 499.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование Солнечной системы с помощью космической техники успешно продвигается вперед. Огромный прогресс отмечается в экспериментальных и теоретических исследованиях свойств вещества в условиях, близких к космическим; в методике радиоактивного датирования образцов пород; в применении современной вычислительной техники для изучения поведения сложных динамических и физических систем. Наконец, богаче становятся знания о Земле. Все это позволяет рассчитывать, что в недалеком будущем выработается правильное представление о происхождении и развитии Солнечной системы и Земли. Космогония Луны и спутников планет всегда будет оставаться важным разделом планетной космогонии. Пока еще выбор теоретических моделей образования Луны довольно широк, так как однозначная интерпретация данных о Луне оказалась весьма сложной задачей. Мы здесь привели аргументы в пользу модели образования Луны на орбите вокруг Земли в процессе роста Земли. В этой модели спутники являются конечным продуктом «сборки» частиц и тел, образовавших спутниковые рои вокруг растущих планет. К слабо изученным вопросам следует отнести химический состав и закономерности в его изменении среди спутников; оценку планетоцентрического момента количества движения спутниковых роев, исследование движений в газе в процессе роста планет вместе со спутниковыми роями, динамику тел на периферии Солнечной системы, когда масса выбрасываемых тел превосходит массу вещества, аккумулирующуюся в планеты, рост Урана и Нептуна и особенности образования их спутников.

Мы надеемся, что данные вопросы можно будет в дальнейшем решить, не изменяя существа модели, изложенной в этой книге.

Приложение к главе 2, § 3

ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ О ПРИЛИВНОЙ ЭВОЛЮЦИИ КРУГОВОЙ ОРБИТЫ ЛУНЫ, НАКЛОНЕННОЙ К ЭКВАТОРУ ЗЕМЛИ, СОГЛАСНО П. ГОЛДРАЙХУ

Уравнения прецессии. Рассмотрим вначале движение в короткой и промежуточной шкалах времени. Для простоты можно считать, что Земля представляет сплюснутый эллипсоид вращения с главными моментами инерции:

$$C = I [1 + (2k_s R^5/9GI) \Omega^2], \quad (1)$$

$$A = I [1 - (k_s R^5/9GI) \Omega^2], \quad (2)$$

где R — экваториальный радиус, I — момент инерции эквивалентной сферы, k — так называемое вековое число Лява, равное согласно [9], $k_s = 0,947$.

В данной задаче можно пренебречь свободной нутацией земной оси, предположив, что направление ее оси вращения совпадает с направлением главного момента вращения. Вынужденная нутация под действием Луны (сейчас ее период около 18 лет) остается в уравнениях.

Потенциал возмущающей силы, действующей на лунную орбиту из-за сплюснутости фигуры Земли, можно записать в виде [30]

$$R_1 = \frac{\mu}{r} \left[\frac{A_2}{r^2} P_2(\sin \theta) + \frac{A_3}{r^3} P_3(\sin \theta) + \dots \right], \quad (3)$$

где $\mu = G(M + m)$, r — расстояние Земля — Луна, θ — широта, а коэффициенты A_n определяются отклонением фигуры Земли от сферы; из-за осевой симметрии $A_3 = 0$. С точностью до $A_2 = -2/3 J R^2$, где $J = 3/2 (C - A)/MR^2$,

$$R_1 = -\frac{\mu}{r} \left[+ \frac{2}{3} \frac{J R^2}{r^2} P_2(\sin \theta) \right]. \quad (4)$$

Возмущающий потенциал со стороны Солнца, действующий на Луну, может быть записан в форме [31]

$$R_2 = \frac{\mu}{r} \left(\frac{M_\odot}{M + m} \right) \left[\frac{r^3}{r_\odot^3} P_2(\cos S) + \left(\frac{M - m}{M + m} \right) \frac{r^4}{r_\odot^4} P_3(\cos S) + \dots \right]. \quad (5)$$

Здесь r_{\odot} — расстояние Земля — Солнце; S — угол между направлениями Земля — Луна и Земля — Солнце; M_{\odot} , M и m — массы Солнца, Земли и Луны соответственно. Как и в случае потенциала R_1 можно ограничиться лишь членом с P_2 . Так как движения Луны и Солнца, по предположению, круговые, то $r = a$, $r_{\odot} = a_{\odot}$.

Выражения R_1 и R_2 следует осреднить в короткой шкале времени, чтобы выделить в них «вековые» части. Для этого нужно выразить углы θ и S через кеплеровы элементы лунной и солнечной орбит относительно Земли. На рис. 2.9 изображены системы координат с центром в Земле, связанные с плоскостями движения Луны (X_1X_2) и Солнца (Y_1Y_2). Мысленно обозначим через i угол между этими плоскостями, а через φ' — угловую координату на орбите Луны, отсчитываемую от узла орбиты (X_1X_2) на эклиптике (Y_1Y_2). Единичными векторами \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} обозначим соответственно нормали к плоскостям экватора, лунной орбиты и эклиптики. Обозначим через ε наклон лунной орбиты к плоскости земного экватора (угол между \mathbf{a} и \mathbf{b} на рис. 2.9, а) и через γ угол между экватором и эклиптикой (угол между \mathbf{a} и \mathbf{c} на рис. 2.9, б). Пусть φ и u будут угловые координаты Луны и Солнца в плоскостях их орбит, отсчитываемые соответственно от осей X_1 и Y_1 , как показано на рисунках. Тогда можно выразить углы θ и S через элементы орбит и получить

$$\sin \theta = \sin \varepsilon \sin \varphi, \quad (6)$$

$$\cos S = \cos^2 \frac{i}{2} \cos(\varphi' - u) + \sin^2 \frac{i}{2} \cos(\varphi' + u). \quad (7)$$

Подставляя (6) в (4), имеем

$$R_1 = \frac{2}{3} \frac{\mu}{a^3} JR^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 \varepsilon + \frac{3}{4} \sin^2 \varepsilon \cos 2\varphi \right).$$

При осреднении по периоду обращения Луны член с 2φ обращается в нуль, и мы получаем вековую часть R_1 :

$$\bar{R}_1 = \frac{2}{3} \frac{\mu}{a^3} JR^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 \varepsilon \right). \quad (8)$$

Подобным образом с помощью (7) можно выразить вековую часть (5) в виде

$$\bar{R}_2 = \mu \left(\frac{M_{\odot}}{M+m} \right) \frac{a^2}{a_{\odot}^3} \left(\frac{1}{4} - \frac{3}{8} \sin^2 i \right). \quad (9)$$

По аналогии с (8) можно записать вековую часть возмущающего потенциала, «ощущаемого» Солнцем от сплюснутости Земли:

$$\bar{R}_3 = \frac{2GMJR^2}{3a_{\odot}^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 \gamma \right). \quad (10)$$

Осреднение движений Луны и Солнца в короткой шкале физически означает замену их масс эквивалентными по массе вращающимися торами, расположенными в плоскостях соответствующих орбит. Можно найти взаимные закручивающие моменты (торки) между Землей, Луной и Солнцем, дифференцируя \bar{R}_1 , \bar{R}_2 , \bar{R}_3 по ε , i и γ и умножая на соответствующие массы (m или M_{\odot}). В векторной форме

$$\mathbf{L}_{\text{Д}\oplus} = - \frac{\mu m}{a^3} JR^2 \sin \varepsilon \cos \varepsilon \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{|\mathbf{a} \times \mathbf{b}|},$$

или, учитывая, что $\sin \varepsilon = |\mathbf{a} \times \mathbf{b}|$,

$$\mathbf{L}_{\text{Д}\oplus} = - \frac{\mu m}{a^3} JR^2 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) (\mathbf{a} \times \mathbf{b}). \quad (11)$$

Аналогично

$$\mathbf{L}_{\oplus\oplus} = - \frac{GM M_{\odot}}{a_{\odot}^3} JR^3 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) (\mathbf{a} \times \mathbf{c}), \quad (12)$$

$$\mathbf{L}_{\text{Д}\odot} = + \frac{3}{4} \mu \left(\frac{M_{\odot} m}{M+m} \right) \frac{a^2}{a_{\odot}^3} (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}) (\mathbf{b} \times \mathbf{c}). \quad (13)$$

Уравнения для торков следует дополнить очевидными соотношениями:

$$\mathbf{L}_{\oplus\text{Д}} = - \mathbf{L}_{\text{Д}\oplus} = L (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}),$$

$$\mathbf{L}_{\oplus\odot} = - \mathbf{L}_{\odot\oplus} = - K_1 (\mathbf{a} \times \mathbf{c}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}), \quad (14)$$

$$\mathbf{L}_{\text{Д}\odot} = - \mathbf{L}_{\odot\text{Д}} = K_2 (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}),$$

где скалярные величины L , K_1 , K_2 равны соответственно:

$$L = \frac{\mu m}{a^3} JR^2, \quad K_1 = \frac{\mu M_{\odot}}{a_{\odot}^3} JR^2, \quad K_2 = \frac{3}{4} \mu \left(\frac{M_{\odot} m}{M+m} \right) \frac{a^2}{a_{\odot}^3}. \quad (15)$$

Если теперь ввести скалярные обозначения H и h для модулей векторов-моментов осевого вращения Земли и орбитального движения Луны, то можно записать уравнения их изменения в виде

$$\frac{d(H\mathbf{a})}{dt} = \mathbf{L}_{\oplus\text{Д}} + \mathbf{L}_{\oplus\odot}, \quad \frac{d(h\mathbf{b})}{dt} = \mathbf{L}_{\text{Д}\oplus} + \mathbf{L}_{\text{Д}\odot}, \quad (16)$$

а с подстановкой (14) в форме

$$\frac{d(H\mathbf{a})}{dt} = L (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) - K_1 (\mathbf{c} \times \mathbf{a}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}),$$

$$\frac{d(h\mathbf{b})}{dt} = - L (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) + K_2 (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}). \quad (17)$$

Отсюда можно получить выражения для скалярных инвариантов в короткой и промежуточной шкалах времени, т. е. без учета действия приливного трения.

Для этого умножим скалярно уравнения (16) соответственно на \mathbf{a} и \mathbf{b} . Правые части уравнений обратятся в нуль из-за того, что \mathbf{a} и соответственно \mathbf{b} войдут в смешанные векторные произведения. Из первого уравнения (16) имеем

$$\mathbf{a} \frac{d(H\mathbf{a})}{dt} = 0 = \mathbf{a} \cdot \mathbf{a} \frac{dH}{dt} + H\mathbf{a} \cdot \frac{d\mathbf{a}}{dt} = \frac{dH}{dt} = 0. \quad (18)$$

Следовательно, $H = \text{const}$. Из второго уравнения (16) мы аналогично получим

$$\frac{dh}{dt} = 0, \quad (19)$$

т. е. $h = \text{const}$.

Если теперь скалярно умножить оба уравнения (16) на \mathbf{c} и использовать (18) и (19), то

$$H \frac{d(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})}{dt} = L(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}, \quad (20)$$

$$h \frac{d(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})}{dt} = -L(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}, \quad (21)$$

Отсюда

$$\frac{a\lambda}{dt} = \frac{d}{dt} [H(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) + h(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})] = 0, \quad (22)$$

т. е. $\lambda = \text{const}$.

Итак, в короткой и промежуточной шкалах времени, т. е. в отсутствие приливного трения, сохраняются скалярные величины осевого момента Земли H , орбитального момента Луны h и проекция суммарного момента системы Земля — Луна на ось эклиптики λ . Четвертый и последний скалярный инвариант может быть получен, если образовать комбинацию $hHd(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})/dt$:

$$\frac{d(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})}{dt} = \left[\frac{K_2}{h}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}) - \frac{K_1}{H}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \right] (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}. \quad (23)$$

Если теперь умножить уравнение (20) на $2(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})/H$, уравнение (21) на $2(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})/h$ и уравнение (22) на $2(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$ и затем сложить, то это даст

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{d}{dt} [K_1(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})^2 + K_2(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})^2 + L(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})^2] = 0. \quad (24)$$

По форме это сумма потенциальных энергий. Интеграл энергии $\chi = \text{const}$ является естественным следствием сохранения в короткой и промежуточной шкалах скалярных моментов H и h , т. е. сохранения по отдельности кинетической энергии вращения и обращения. Все четыре инварианта H , h , λ и χ переменны в длинной шкале времени.

Перейдем к скалярной форме записи уравнений движения. Обозначим через w смешанное векторное произведение $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}$.

Тогда можно записать

$$w^2 = |(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}|^2. \quad (25)$$

Полагая $x = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})$, $y = (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})$, $z = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$, $w = (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}$, получаем

$$w^2 = 1 - x^2 - y^2 - z^2 + 2xyz, \quad (26)$$

а также остальные уравнения в скалярной форме:

$$\lambda = Hx + hy, \quad (27)$$

$$\chi = K_1x^2 + K_2y^2 + Lz^2, \quad (28)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{L}{H}zw, \quad (29)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{L}{h}zw, \quad (30)$$

$$\frac{dz}{dt} = \left(\frac{K_2}{h}y - \frac{K_1}{H}x \right) w, \quad (31)$$

$$w^2 = 1 - x^2 - y^2 - z^2 + 2xyz. \quad (32)$$

Чтобы избежать процедуры определения знака w , как квадратного корня при решении (32), можно вывести другое уравнение для w , используя остальные соотношения:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{L}{H}z(yz - x) - \frac{L}{h}z(xz - y) + \left(\frac{K_2}{h}y - \frac{K_1}{H}x \right) (xy - z). \quad (33)$$

Для нахождения всех неизвестных достаточно четырех уравнений, например, (27), (29), (31), (33). Переменность величин x , y , z , w , имеет периодический характер. Нетрудно показать, что w половину периода прецессии положительно, другую половину отрицательно и проходит через нуль дважды за период прецессии.

Уравнения приливного трения. Перейдем теперь к длинной шкале и введем приливные торки. Уравнения (16) примут вид:

$$\frac{d(H\mathbf{a})}{dt} = \mathbf{L}_{\oplus\oplus} + \mathbf{L}_{\oplus\ominus} + \mathbf{T}_{\oplus}, \quad (34)$$

$$\frac{d(h\mathbf{b})}{dt} = \mathbf{L}_{\ominus\oplus} + \mathbf{L}_{\ominus\ominus} + \mathbf{T}_{\ominus}, \quad (35)$$

где \mathbf{T}_{\oplus} — результирующий приливный момент, действующий на Землю; \mathbf{T}_{\ominus} — момент, действующий на Луну. Умножая скалярно первое из этих уравнений на \mathbf{a} , а второе на \mathbf{b} , получаем (см. 18):

$$\frac{dH}{dt} = \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{a}, \quad (36)$$

$$\frac{dh}{dt} = \mathbf{T}_{\ominus} \cdot \mathbf{b}. \quad (37)$$

Скалярно умножая оба уравнения на \mathbf{c} , имеем:

$$H \frac{dx}{dt} = \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{c} - x \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{a}, \quad (38)$$

$$h \frac{dy}{dt} = \mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{c} - y \mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{b}. \quad (39)$$

Умножая уравнения (34) и (35) скалярно на \mathbf{b} и \mathbf{a} соответственно и складывая, имеем

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{b}}{H} + \frac{\mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{a}}{h} - z \left(\frac{\mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{a}}{H} + \frac{\mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{b}}{h} \right). \quad (40)$$

Из уравнений (36) — (39) следует

$$\frac{d\lambda}{dt} = (\mathbf{T}_{\oplus} + \mathbf{T}_{\text{J}}) \cdot \mathbf{c}. \quad (41)$$

Уравнение для da/dt можно получить из (37) для dh/dt . Поскольку $h = m(\mu a)^{1/2}$, то

$$\frac{da}{dt} = 2a \mathbf{T}_{\text{J}} \mathbf{b} / h. \quad (42)$$

Используя (1), (4) и (17), можно найти:

$$\frac{dK_1}{dt} = \frac{2K_1}{H} \frac{dH}{dt} = \frac{2K_1}{H} \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{a}, \quad \frac{dK_2}{dt} = \frac{2K_2}{a} \frac{da}{dt} = \frac{4K_2 \mathbf{T}_{\text{J}} \mathbf{b}}{h}, \quad (43)$$

$$\frac{dL}{dt} = \frac{2L}{H} \frac{dH}{dt} - \frac{3L}{a} \frac{da}{dt} = \frac{2L}{H} \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{a} - \frac{6L \mathbf{T}_{\text{J}} \mathbf{b}}{h}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{dt} = & \frac{2K_1}{H} x \mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{c} + \frac{2K_2}{h} (\mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{c} + y \mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{b}) + \\ & + 2Lz \left(\frac{\mathbf{T}_{\oplus} \cdot \mathbf{b}}{H} + \frac{\mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{a} - 4z \mathbf{T}_{\text{J}} \cdot \mathbf{b}}{h} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Если разложить торки \mathbf{T}_{\oplus} и \mathbf{T}_{J} по осям координат $X_1 X_2 X_3$ и $Y_1 Y_2 Y_3$ (см. рис. 2.9, a и b), то можно привести уравнения движения для длинной шкалы к скалярной форме. Пусть единичные векторы вдоль осей координат будут соответственно \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 и \mathbf{e}_3 . Они могут быть выражены через \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} :

$$\mathbf{e}_1 = \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{\sin \varepsilon}, \quad \mathbf{e}_2 = \frac{\mathbf{a} - \cos \varepsilon \mathbf{b}}{\sin \varepsilon}, \quad \mathbf{e}_3 = \mathbf{b}, \quad (45)$$

$$\mathbf{f}_1 = \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{c}}{\sin \gamma}, \quad \mathbf{f}_2 = \frac{\mathbf{a} - \cos \gamma \mathbf{c}}{\sin \gamma}, \quad \mathbf{f}_3 = \mathbf{c}. \quad (46)$$

Каждый из двух векторов-торков \mathbf{T}_{\oplus} или \mathbf{T}_{C} можно в общем виде выразить как

$$\mathbf{T} = T_1 \mathbf{e}_1 + T_2 \mathbf{e}_2 + T_3 \mathbf{e}_3 = T'_1 \mathbf{f}_1 + T'_2 \mathbf{f}_2 + T'_3 \mathbf{f}_3.$$

Тогда скалярные произведения торков на единичные векторы \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} будут:

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{a} = T_2 (1 - z^2)^{1/2} + T_3 z = T'_2 (1 - x^2)^{1/2} + T'_3 x,$$

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{b} = T_3 = T'_1 \frac{w}{(1 - x^2)^{1/2}} + \frac{T'_2 (z - xy)}{(1 - x^2)^{1/2}} + T'_3 y, \quad (47)$$

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{c} = T_1 \frac{w}{(1 - z^2)^{1/2}} + T_2 \frac{(x - yz)}{(1 - z^2)^{1/2}} + T_3 y = T'_3.$$

Величины T_1 и T'_1 входят в (47) с множителем w , который при осреднении за период прецессии обращается в нуль. Поэтому члены T_1 и T'_1 можно сразу отбросить. Теперь для вывода окончательной системы уравнений следует задать конкретные выражения для T_2 , T_3 , T'_2 и T'_3 . Голдрайх делает это двояким образом. Во-первых, он использует формулы Мак Доналда [5], в которых учтено только приливное взаимодействие Луны и Земли, а приливный закручивающий момент пропорционален углу запаздывания (точнее, $\sin 2\delta$), независимо от угловых скоростей Ω и ω . Его выражение аналогично (2.9), но включает множители, учитывающие наклон орбиты Луны к экватору Земли. Во-вторых, он использует более сложные выражения Каула [17], который развил метод Дж. Дарвина. В них выражение для приливного потенциала представляет ряд Фурье по линейным комбинациям частот Ω_{\oplus} , ω_{C} и ω_{\odot} . Таким образом, помимо различий в выражениях для торков по Мак Доналду и Каула, в первых не учитываются солнечные приливы на Земле, а во вторых они учтены. В связи с последним различием следует заметить, что в настоящее время действие солнечных приливов на Земле по сравнению с лунными второстепенно: в солнечных диссипирует в 3—5 раз меньше энергии, чем в лунных. В прошлом, когда лунная орбита была ближе к Земле, роль лунных приливов была много больше, тогда как действие солнечных оставалось без изменения. Поэтому пренебрежение солнечными приливами в формулах Мак Доналда вполне оправдано. Численные результаты Голдрайха вполне подтверждают это (см. рис. 2.10, 2.11).

СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ
О ЛУНЕ*

Отношение масс Земли и Луны	81.3015
Средняя плотность	3,34 г/см ³
Синодический месяц (интервал между новолуниями)	29,530588 сут
Сидерический месяц (интервал между одинаковыми положениями относительно звезд)	27,321661 сут
Наклонение лунной орбиты к эклиптике	5°8'43"
Наклонение лунного экватора к эклиптике	1°32'40"
Наклонение лунной орбиты к земному экватору	от 18°5 до 28°5
Среднее расстояние Луны от Земли	384 400 км
Диаметр Луны	3 476 км
Скорость освобождения с поверхности Луны	2,38 км/сек
Ускорение силы тяжести на поверхности	162,2 см/сек ²
Средняя звездная величина Луны в полнолуние	12,7
Среднее альbedo	0,07
Температура на поверхности	от 120 К до 407 К

* Lunar Chart, 1 st ed, NASA, march 1970.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аккреция газа 67, 69, 170—173	Зона питания планеты 66, 82, 83, 95, 105, 124, 162
Аккумуляция вещества Луны 89	— — спутника 130, 131
— Луны 16, 22, 31, 54, 69, 169	
— спутника 54, 169	
Анортозит 7, 10, 17	Изохрона 21
Атмосфера Луны 145—152	Коагуляция 106
	Конденсация 89, 145
Базальты континентальные 12, 13	Континенты 6, 7, 26
— морские 12, 14	Континентальная кора 26, 31
— КРЕЕР 12	Кратеры 6, 7, 69, 70, 157
Базальтические ахондриты 12, 19, 21	— континентальные 8
Брекчии 11	— морские 8
	— послеморские 8, 9
Вассербурга пробел 30	Кратеров статистика 7
Возрасты лунных пород 9, 30	— ударная теория образования 7—9
Возраст модельный 20	
— Луны 62	Лунотрясения 27
— Земли 62	Лява функции 39
— метеоритов 62	— числа 39, 90
Вращение синхронизированное 46, 55, 57, 155, 161	— вековое число 177
Гидросфера Луны 145—152	Магнитные свойства Луны 30
	Масконы 24, 30
Диссипация атмосферы Луны 145—152	Мезорельеф 5
— энергии приливов 37, 155	Модель Андерса 74, 145
Диссипации слой 59	— Разбитной 110, 111
Добротность 37, 40, 55, 155, 164	— Рингвуда 71
Допланетное вещество 101, 141	— Эпика 69
— облако 63, 64, 95, 170, 171	Моря 6, 7, 26
Допланетные тела 68, 88, 141	Морей экскавация 11
Дробление тел 106, 107, 120, 142	Момент количества движения планетоцентрический спутников 161
	— — — удельный планет 176
Зародыш планеты 66, 67, 95, 97	— — — спутникового роа 117 — 120
— спутника 68, 130	
Захват Луны 63, 79, 81, 91	Наклон лунной орбиты 37, 45, 51, 60
— частиц 101, 102, 106—108	Неоднородность строения Луны 23, 26, 30, 31
Захвата вероятность 102—104, 113—116	

— (температурная) Земли 44, 57, 60
 Неустойчивость гравитационная 65, 171
 — ротационная 55, 73, 74, 76, 78

Однородная толщина 82, 96

Плагноклаз 7, 17, 18, 32
 Планеты-гиганты 68, 162—174
 Плотность пространственная 82
 — поверхностная 66, 96
 Поверхность нулевой скорости 98, 99, 109
 Пойнтинга-Робертсона эффект 109
 Прецессия оси лунной орбиты 36, 51, 53, 179—183
 — — планеты 167
 Приливы солнечные 27, 155—160, 183
 — океанические 35, 37
 — твердые 35, 37
 Приливов запаздывание (угол запаздывания) 37, 39, 40, 134, 155
 Приливная эволюция лунной орбиты 35, 40, 41, 177—183
 — — орбит спутников 155—157, 163—169
 Приливное трение 37
 Приливный потенциал 38
 Протоземля 73
 Протолуна 71, 116, 130—140
 Протосолнце 63

Радиоактивного датирования методы 11, 19, 20, 176
 Разрушение (фрагментация) 121, 142, 157, 158
 Разрушения время 123, 124
 — коэффициент 121—124
 Расстояние «теснейшего сближения» 43, 75, 84, 87
 — начальное Луны 119, 120
 Реголит 6, 9, 69
 Резонанс 75, 164—166
 Резонансная переменная 164—166
 e-резонанс 165
 i-резонанс 166
 Рельеф 7, 24, 25
 Референц-сфера 23, 24
 Рой околопланетный 68, 157, 172—174
 — спутниковый околоземной 71, 83, 91, 96, 97, 104, 106, 107, 114, 115, 154
 Рост /аккумуляция/ Земли 68, 73, 75, 95—97, 110, 128
 Роша предел 43, 71, 77, 87—89, 119, 125, 156

Рубидий-стронциевый метод датирования 19, 20

Сейсмичность Луны 11, 27
 Система спутников 131, 162—169
 — двухспутниковая 134—140
 Собственные колебания Земли 75
 Собственная плоскость 53, 54
 Соизмеримость периодов 135, 154, 155, 164
 Солнечный состав 63, 64, 80, 171
 Солнечный ветер 71, 144—152
 Состав Луны 12, 13, 18, 141—145
 Столкновения частиц свободно-свободные 104, 107, 112, 114, 158, 159
 — — свободно-связанные 104, 107, 112, 115, 128
 Столкновения вероятность 82, 127
 — спутников 137—140

Температура плавления лунных пород 28
 — начальная Луны 31, 139
 Тепловая история Луны 30, 31
 Тепловой поток 29, 30, 33
 Торк (закручивающий момент) 39, 46, 52, 53, 56, 57, 179—183
 Точки либрации 98, 99, 108, 109, 163

Углистые хондриты 15

Фракционирование металлов и силикатов 141—144

Хилла гравитационная сфера 81, 118, 119, 128

Центр масс Луны 24

Шкалы времени динамической эволюции системы Земля—Луна:
 — короткая 51, 135, 177—183
 — промежуточная 51, 177—183
 — длинная 51, 135, 177—183

Электропроводность Луны 29
 Элементы летучие 15, 79, 141—145
 — тугоплавкие 15, 79, 141—145
 — сидерофильные 14, 79
 — литофильные 16
 Эксцентриситет лунной орбиты 37, 45, 51, 60
 Эффективный размер частиц 105, 107

Ядро Луны 27
 Якоби константа 98—100, 108—112

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
-----------------------	---

Глава первая ДАННЫЕ О ЛУНЕ

§ 1. Геология Луны	6
§ 2. Геохимия Луны	12
§ 3. Возрасты лунных пород	19
§ 4. Геофизика Луны	23
Литература	33

Глава вторая ПРИЛИВНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ — ЛУНА

§ 1. Приливная эволюция круговой орбиты спутника, компланарной с плоскостью экватора планеты	37
§ 2. Приливная эволюция эллиптической орбиты спутника, компланарной с экватором планеты	45
§ 3. Приливная эволюция круговой орбиты спутника, наклоненной к экватору планеты и к эклиптике	51
§ 4. Геофизические следствия приливной эволюции	54
Литература	60

Глава третья РАЗЛИЧНЫЕ ГИПОТЕЗЫ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЛУНЫ

§ 1. Образование Луны на околоземной орбите	63
§ 2. Образование Луны путем отделения от Земли	75
§ 3. Захват Землей уже существующей Луны	79
Литература	91

Глава четвертая ОБРАЗОВАНИЕ ОКОЛОЗЕМНОГО СПУТНИКОВОГО РОЯ ВО ВРЕМЯ АККУМУЛЯЦИИ ЗЕМЛИ

§ 1. Рост Земли	95
§ 2. Захват частиц с гелиоцентрических орбит в околоземной рой вследствие неупругих столкновений	97

§ 3. Гравитационный захват частиц на геоцентрические орбиты . . .	103
§ 4. Масса околоземного роя	112
§ 5. Геоцентрический момент околоземного роя и начальное расстояние Луны (или системы протолун) от Земли	116
§ 6. Динамические особенности роя	121
Литература	129

Глава пятая

АККУМУЛЯЦИЯ ЛУНЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ РОЕ

§ 1. Максимальное и наиболее вероятное число крупных спутников у растущей Земли	130
§ 2. Динамическая история двухспутниковой системы Земли как пример предыстории системы Земля — Луна	134
§ 3. Различия в химическом составе Луны и Земли	141
§ 4. История лунной атмосферы	146
Литература	153

Глава шестая

ОБРАЗОВАНИЕ СПУТНИКОВ У ДРУГИХ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

§ 1. История спутниковых роев у планет земной группы	155
§ 2. История спутниковых систем у планет-гигантов	162
§ 3. Происхождение спутников у планет-гигантов	170
Литература	174

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	176
----------------------	-----

Приложение к главе 2, § 3	177
-------------------------------------	-----

Справочные данные о Луне	184
------------------------------------	-----

Предметный указатель	185
--------------------------------	-----

Рускол Евгения Леонидовна

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛУНЫ

Утверждено к печати ордена Ленина Институтом физики Земли им. О. Ю. Шмидта Академии наук СССР

Редактор Л. Е. Кононенко. Художник А. А. Купченко. Художественный редактор Н. Н. Власик. Технический редактор Н. Н. Плехова. Корректор Н. М. Васильева

Сдано в набор 20/II 1975 г. Подписано к печати 5/VI 1975 г. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 2. Усл. печ. л. 11^{3/4}. Уч.-изд. л. 12. Тираж 4300. Т-10910. Тип. зак. 1822. Цена 81 коп.

Издательство «Наука», 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

Список опечаток

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
18	1 сн.	морск	морские
101	18 сн.	$\overline{\Delta C} \cong -\bar{v}^2$	$\overline{\Delta C} \approx \bar{v}^2$
106	ф-ла (4.31)	B_2^1	B_1^2
184	4 сн.	12.7	-12, m7

Е. Л. Рускол