

С.И.Ипатов

МИГРАЦИЯ
НЕБЕСНЫХ ТЕП
В СОЛНЕЧНОЙ
СИСТЕМЕ

ББК 22.655

УДК 523.44+521.1+523-52



Настоящее издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-30069)

Ипатов С. И.

Миграция небесных тел в Солнечной системе. — М.: Эдиториал УРСС, 2000. — 320 с.

ISBN 5-8360-0137-5

Книга посвящена исследованиям миграции небесных тел в современной и формирующейся Солнечной системе. Она может быть полезна различным категориям читателей (как специалистам, так и астрономам-любителям), интересующимся строением, происхождением и эволюцией Солнечной системы. Материал, посвященный строению Солнечной системы и организации работ по динамической астрономии за рубежом и в России, доступен любому читателю. Студенты и преподаватели могут использовать книгу как учебник по динамической астрономии и планетной космогонии. Специалисты, занимающиеся различными вопросами астрономии, небесной механики, астероидной и кометной опасности и планетной космогонии, могут обращаться к книге как к справочнику. Ученые, изучающие проблему формирования Солнечной системы или эволюцию орбит астероидов, троянцев, объектов транснептунового пояса, объектов, сближающихся с Землей, и других небесных тел, найдут обзоры работ и оригинальные результаты по этим проблемам.

Табл. 46. Илл. 115. Библиогр. 687 назв.

Ipatov S. I.

Migration of Celestial Bodies in the Solar Systems. — Moscow: Editorial URSS, 2000. — 320 p.

This monograph is devoted to investigations of the migration of celestial bodies in the present and evolving Solar System. It will be useful to several categories of readers (both specialists and amateur astronomers), who are interested in the structure, formation, and evolution of the Solar System. The material, devoted to the structure and evolution of the Solar System and to the manner in which the study of dynamical astronomy is organized in Russia and abroad, is accessible to a general reader. Students and lecturers can use the book as a textbook on dynamical astronomy and planet cosmogony. Specialists in various problems of astronomy, celestial mechanics, hazards due to asteroids and comets can use it as a reference book. Scientists who investigate the problem of the formation of the Solar System or the evolution of orbits of asteroids, trojans, trans-Neptunian objects, near-Earth objects, and other celestial bodies, will find reviews of papers and original results concerning these problems.

Tabl. 46. Ill. 115. Bibliogr. 687 ref.



9 785836 001377 >

ISBN 5-8360-0137-5

© С. И. Ипатов, 2000

© Эдиториал УРСС, 2000

Введение

В настоящей книге рассматриваются некоторые вопросы миграции небесных тел в современной и формирующейся Солнечной системе. Эта задача называется также динамической астрономией. Солнечная система — это дом, в котором живет наша планета. Любителям астрономии интересно понять, как устроена Солнечная система и как она сформировалась. В газетах и журналах мы читаем, что космический аппарат (КА) полетел к такому-то астероиду. Узнав лучше о динамике небесных тел, читатель будет лучше понимать, куда и зачем полетел этот аппарат, а специалисты по космическим полетам решат, куда и с какими целями послать следующий КА. В отличие от звезд, малые тела можно исследовать с помощью КА, и в ближайшее время рядом стран планируются новые запуски КА к астероидам и кометам. Малыми телами называют тела, меньшие планет, хотя диаметры некоторых из них могут превышать 1 000 км.

В последнее время много говорят об астероидной и кометной опасности. Некоторые малые тела бороздят просторы Солнечной системы и иногда выпадают на планеты. Взрыв, подобный Тунгусскому явлению, произошедшему 30 июня 1908 г., мог унести сотни тысяч жизней, если бы он произошел над крупным городом. Если бы кометный «поезд», выпавший в июле 1994 г. на Юпитер, столкнулся бы с Землей, то потери человечества могли быть больше, чем во второй мировой войне. В результате столкновения астероида с Землей 65 млн лет назад было уничтожено более половины всех видов животных, в том числе и динозавры. В настоящей книге (глава VII) читатель может, в частности, узнать откуда приходят малые тела к Земле и какова вероятность их столкновений с Землей.

Модели строения Земли и других небесных тел зависят от моделей аккумуляции планет. Поэтому теории происхождения Солнечной системы (главы V–VI) могут быть интересны не только специалистам по планетной космогонии, но и ученым, изучающим строение небесных тел.

Автор хотел бы привлечь российских ученых, особенно молодых, к изучению проблем динамики небесных тел. За рубежом такими задачами занимается много ученых и ежегодно проводится несколько крупных конференций. В России отношение специалистов по динамической астрономии к общему числу астрономов и астрофизиков меньше, чем в целом в мире. Значительная часть таких российских специалистов сосредоточена в Санкт-Петербурге. На вопрос в Библиотеке естественных наук РАН (Москва), почему библиотека не получает после 1991 г. журналов по динамической астрономии (например, журнала *Icarus*), но имеет ряд журналов по астрофизике, автор получил ответ, что первые журналы раньше почти никто и не брал. Надеюсь, что эта книга поможет другим ученым получить новые результаты в области формирования и эволюции Солнечной системы. Смежным специалистам книга даст возможность узнать состояние работ в мире по формированию и эволюции Солнечной системы и получить справочные данные о малых телах Солнечной системы.

В основу глав II–VII и приложения 1 лег текст докторской диссертации С. И. Ипатова, защищенной в 1996 г. Этот текст, базировавшийся на статьях, опубликованных автором в 1992–1995 гг., был значительно расширен и переработан, чтобы представлять интерес не только для узких специалистов, но и для более широкого круга читателей. Он дополнен новыми результатами исследований эволюции орбит транснептуновых тел и тел, пересекающих орбиту Юпитера, а также популярным материалом о Солнечной системе и об организации динамической астрономии в мире. Добавлен также справочный материал о малых телах, данные об эволюции орбит планет и некоторые формулы задачи двух тел.

После 1991 г. в России стало трудно достать зарубежные работы по динамической астрономии. Поэтому, наряду с результатами, полученными автором, в книге представлены обзоры работ по различным проблемам динамики небесных тел. По этим проблемам опубликовано довольно много книг. Изданные ранее на русском языке монографии по астероидам, планетам Солнечной системы и аккумуляции планет не содержат современных результатов моделирования миграции небесных тел в Солнечной системе. Книги, опубликованные в последнее время на английском языке и содержащие материалы по динамике небесных тел, трудно доступны для большинства российских читателей и, как правило, являются сборниками трудов

конференций. Одна из таких книг может быть посвящена целиком астероидам, другая — происхождению Солнечной системы, третья — астероидной опасности. В монографии рассматриваются различные тела Солнечной системы, а не только астероиды или только кометы. О физических характеристиках небесных тел можно прочесть в книге Л. В. Ксанфомалити «Парад планет» (Наука, 1997). Нами основное внимание уделяется динамике небесных тел, которая рассмотрена более подробно, чем в других изданиях.

Остановимся на структуре книги.

За последние несколько лет число открытых астероидов главного пояса и объектов, сближающихся с Землей, резко увеличилось. Первый объект транснептунового пояса был открыт сравнительно недавно — в 1992 г. Приводимые во многих книгах данные о малых телах Солнечной системы не содержат результатов последних открытий, которые представлены в главе I. Эти данные представляют интерес не только для профессиональных астрономов, но и для обычных читателей, интересующихся строением Солнечной системы.

При чтении глав книги желательно ознакомиться также с соответствующими параграфами главы I, т. к. обзор публикаций содержится не только во введениях к главам, но и в главе I. После осени 1998 г., когда рукопись была представлена в издательство, опубликовано множество различных работ. При корректуре я добавил лишь некоторые из них, чтобы не увеличивать и без того большой объем книги. Новые ссылки вносились в основном в главу I.

Представленные в главе II результаты исследований в рамках задачи трех тел (Солнце и два его спутника) областей исходных данных и максимальных эксцентриситетов, соответствующих различным типам эволюции, не приводились в других монографиях. В книгах А. П. Маркеева «Точки либрации в небесной механике и космодинамике» (Наука, 1978) и А. Д. Брюно «Ограниченная задача трех тел» (Наука, 1990) рассматривались другие вопросы задачи трех тел.

В главе III приводятся результаты недавних исследований эволюции резонансных орбит и образования люков Кирквуда. Основное внимание уделяется резонансу 2 : 5 с движением Юпитера, который быстрее, чем другие резонансы, перебрасывает астероиды к Земле. Монографии по астероидам (например, А. Н. Симоненко, «Астероиды», Наука, 1985) были изданы давно и, естественно, не содержат результатов, полученных за последние годы.

В главе IV рассматривается другой, чем в книге Эпика (E. J. Öpik, *Interplanetary encounters*, Amsterdam, 1976) подход к вычислению вероятности тесных сближений и столкновений двух тел, движущихся вокруг Солнца. Наши формулы зависят, дополнительно, от синодического периода обращения и учитывают случай переменного угла между плоскостями орбит тел.

Последняя монография по формированию Солнечной системы (А. В. Витязев, Г. В. Печерникова и В. С. Сафронов, «Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция») была издана на русском языке в 1990 г. В отличие от этой книги, в главах V–VI основное внимание уделяется не ранней, а конечной стадии аккумуляции планет, и в основном рассматривается миграция тел в зоне планет-гигантов (в том числе исследуется новая модель формирования Урана и Нептуна, предложенная В. Н. Жарковым), а не в зоне планет земной группы. Результаты исследований базируются в основном на результатах моделирования на ЭВМ, а не на аналитических формулах, как в монографии А. В. Витязева и др. В отличие от монографии Р. И. Киладзе «Современное вращение планет» (1986), в разделе 4 главы V приводятся более поздние результаты, касающиеся проблемы формирования осевых вращений небесных тел.

В коллективных монографиях «Астероидно-кометная опасность» (1996) и «Угроза с небом...» (1999) практически не рассматривается вопрос о миграции к Земле тел из астероидного и транснептунового поясов. Глава VII дополняет эти монографии.

Различные вопросы, излагаемые в главах монографии, взаимосвязаны: рассматривается, как сформировались астероидный и транснептуновый пояса, как тела из них мигрируют к орбитам планет, как эти тела под влиянием планет могут достигнуть орбиты Земли, каковы вероятности столкновений тел с Землей и какие алгоритмы используются при моделировании эволюции орбит.

Методы выбора пар сближающихся тел в системе с бинарными взаимодействиями ранее в монографиях не излагались. Они необходимы при моделировании методом сфер эволюции дисков гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца. Представленные в приложении 1 методы являются более эффективными, чем методы, описанные в статьях других авторов.

В приложении 2 представлены графики изменений элементов орбит планет, в приложении 3 — некоторые формулы ограниченной круговой задачи трех тел и задачи двух тел, уравнения движения задачи N тел и радиусы различных сфер, а в приложении 4 —

интернетовские адреса, по которым можно получить оглавления журналов, тезисы статей, информацию о конференциях и другую полезную информацию по астрономии. Эти приложения могут рассматриваться в качестве справочников.

В разделе 1 приложения 5 рассказывается об организации динамической астрономии за рубежом. Дополнительно к заявке, представленной в РФФИ, в книгу включены разделы 2–5 приложения 5 и приложение 6, материал которых неразрывно связан с основным текстом книги. В этих разделах на основе личных впечатлений автора говорится, как более дешево и менее хлопотно съездить на заграничную конференцию, сравнивается организация науки за рубежом, в СССР и современной России, а также приводятся сделанные автором фотографии отдельных ученых, занимающихся динамической астрономией и цитирующихся в основном тексте книги. В приложении 6 приводятся краткие автобиографические воспоминания. Хотелось, чтобы чтение этих приложений помогло молодым читателям активнее общаться с зарубежными учеными и тем самым достичь больших результатов в области динамической астрономии.

Монография может быть интересна различным категориям читателей (как специалистам, так и астрономам-любителям), интересующимся строением, происхождением и эволюцией Солнечной системы. Ученые, занимающиеся этой проблемой, найдут обзоры современных работ по этой проблеме. Книга даст также необходимые сведения для специалистов, занимающихся другими вопросами астрономии, небесной механики, астероидной опасности и планетной космогонии. Полученные результаты могут быть использованы при исследованиях на больших интервалах времени эволюции орбит гравитирующих тел, движущихся вокруг массивного центрального тела (Солнца), например, при изучении миграции малых тел к Земле из астероидного и транснептунового поясов, эволюции резонансных и нерезонансных гелиоцентрических орбит, движения тел около треугольных точек либрации, аккумуляции планет из вещества протопланетного облака и исследовании формирования осевого вращения планет. Изучение миграции небесных тел к Земле является одним из шагов к построению модели распределения объектов, сближающихся с Землей, по массам и элементам орбит и организации защиты Земли от столкновений с этими объектами. Результаты исследований процесса аккумуляции планет лежат в основе моделей строения планет. Методы выбора пар контактирующих объектов (например, тел, сближающихся до радиуса рассматриваемой сферы) могут применяться при изучении различных систем с бинарными взаимодействиями. Книга может быть использована студентами и преподавателями как учебник по динамической астрономии и планетной космогонии. Часть изложенного материала (например, глава I, посвященная строению Солнечной системы, или приложение 5, в котором рассказывается об организации динамической астрономии в мире) вполне доступна любому школьнику и может быть интересна любителям астрономии.

Данная монография не была бы написана, если бы в начале 1975 г. член-корр. АН СССР (ныне академик РАН) Т. М. Энеев, не привлек автора, тогда дипломника мехмата МГУ, к изучению миграции небесных тел, а заведующий кафедрой теоретической механики, член-корр. АН СССР (ныне академик РАН) Д. Е. Охотимский за три года до этого не познакомил бы автора-студента с Т. М. Энеевым и после окончания МГУ не взял бы его на работу в возглавляемый им отдел Института прикладной математики. Большое влияние на исследования автора оказали сотрудники Института Физики Земли (В. С. Сафронов, В. Н. Жарков, Е. Л. Рускол, А. В. Витязев, А. Б. Макалкин, Г. В. Печерникова, И. Н. Зиглина и другие), где зародилась Шмидтовская модель аккумуляции планет. Выражаю благодарность В. И. Артюховой и М. А. Вашковьяку, высказавшим ряд ценных замечаний по рукописи этой книги. С большим интересом и пользой в 1989–1997 гг. я регулярно ездил на конференции, которые организовывал Институт теоретической астрономии. Из зарубежных ученых хотелось бы отметить Жака Хенрарда (Jacques Henrard, произносится Анре) и Герхарда Хана (Gerhard Hahn), с которыми у меня имеются небольшие совместные публикации. Благодаря предложению зам. директора ГАИШ проф. И. А. Герасимова, на основе материала, вошедшего в книгу, в первом полугодии 1998 г. автор прочел курс лекций на астрономическом отделении физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. Выражаю благодарность издательству «Эдиториал УРСС», выпустившему книгу в полном объеме, который значительно превысил объем, заявленный в РФФИ.

Глава I

Строение Солнечной системы

Введение

Наряду с девятью основными планетами вокруг Солнца движется большое число меньших небесных тел: астероидов, комет, объектов пояса Эджеверса—Койпера и др. Хотя эти тела принято называть малыми, диаметры некоторых из них могут достигать сотен километров. В данной главе кратко рассказывается о планетах и малых телах Солнечной системы. За последние 15 лет открыто больше малых тел, чем за всю предыдущую историю человечества. До 1992 г., например, не было известно ни одного объекта транснептуного пояса. Поэтому книги, изданные несколько лет назад, не содержат информации о малых телах, обнаруженных в последние годы. Основное внимание в главе уделяется орбитам малых тел.

Физические характеристики небесных тел рассмотрены в книге Ксанфомалити (1997). Более подробно о планетах, их спутниках и кольцах можно также прочесть в следующих работах: Дольфус (1974), Гребеников и Рябов (1975), Бронштэн (1979), Спутники планет (1980), Силкин (1982), Спутники Юпитера (1985), Маров (1986), Рускол (1986), Система Сатурна (1990), Динамика спутников планет (1991), Горькавый и Фридман (1994) и др. Астероидам, кометам, метеоритам и метеорным потокам посвящены следующие книги: Кузнецова (1980), Чурюмов (1980), Кринов (1981), Беляев и Чурюмов (1985), Марочник (1985), Симоненко (1985), Собонович (1985), Бронштэн (1987), Хрянина (1987), Шульман (1987), Гётман (1989), Куликова и др. (1993), Ибадов (1996). С проблемами астероидной и кометной опасности можно ознакомиться в работах: Кометно-астероидная опасность (1994), Астероидно-кометная опасность (1996), Объекты, сближающиеся с Землей (1997), Витязев и Печерникова (1997), Угроза с неба (1999), а с происхождением планет — в Сафронов (1969), Витязев и др. (1990). Кроме этих и многих других книг, телам Солнечной системы посвящено огромное количество статей в журналах и сборниках. Подробные обзоры таких публикаций превысили бы объем настоящей книги.

Глава I состоит из 14 разделов. В разделе 1 говорится о планетах, их спутниках и кольцах, в разделе 2 приводятся общие сведения о главном астероидном поясе, в разделе 3 рассказывается о семействах астероидов, в разделе 4 — о люках Кирквуда, в разделе 5 — о троянцах, в разделе 6 — об объектах, сближающихся с Землей, в разделе 7 — о выпадениях небесных тел на Землю и о кратерах, в разделе 8 — о метеоритах, в разделе 9 — об объектах, пересекающих орбиты планет-гигантов, в разделе 10 — о транснептуновых объектах, в разделе 11 — об облаках Оорта и Хиллса, в разделе 12 — о кометах, в разделе 13 — о метеорных потоках, а в разделе 14 — о формировании планет из протопланетного облака.

§ 1. Планеты, их спутники и кольца

Меркурий, Венера, Марс, Юпитер и Сатурн хорошо видны невооруженным глазом и были известны в глубокой древности. 13 марта 1781 года Вильям Гершель (William Herschel, 1738–1822) открыл движущийся небесный объект, который оказался планетой и был назван Ураном. После этого открытия учитель музыки, увлекшийся астрономией только в 36 лет, стал английским придворным астрономом. Француз Урбен Жан Жозеф Леверье (Urban Jean Joseph Le Verrier, 1811–1877) по невязкам в движении Урана предсказал положение возмущающей планеты, которая была открыта 23 сентября 1846 г. немецким астрономом Иоганном Готфридом Галле (Johann Gottfried Galle, 1812–1910) и студентом Генрихом Луи д'Аррестом. Новая планета была названа Нептуном. Леверье, поступивший только со второго раза в Парижскую Политехническую школу, после ее окончания сначала работал химиком, но потом освободилось место ассистента по астрономии, и в 26 лет он начал заниматься астрономией. Аналогичные предсказания положения Нептуна в это же время сделал англичанин Джон

Коуч Адамс (1819–1892), но ему не удалось заинтересовать астрономов-наблюдателей начать активные поиски новой планеты. Американский бизнесмен Персиваль Лоуэлл (Percival Lowell, 1855–1916), увлекшись астрономией, на свои средства в 1894 г. построил обсерваторию в г. Флагстафф и в 1905 г. сам рассчитал предполагаемую орбиту девятой планеты. Эта планета, названная Плутоном, была обнаружена только после смерти Лоуэлла в обсерватории его имени. Это произошло 18 февраля 1930 г., когда молодой американский астроном Клайд Томбо (Clyde Tombaugh, 1906–1997), сравнил фотографические пластинки, снятые 23 и 29 января 1930 г. На фотографии Плутон выглядел как звезда 15-й звездной величины. Сообщение об открытии новой планеты появилось в печати 13 марта 1930 г.

Основная масса Солнечной системы (99,87 %) сосредоточена в Солнце ($M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г). Большие планеты подразделяются на две группы: планеты земной группы и планеты-гиганты.

Планеты земной группы (Меркурий, Венера, Земля и Марс) движутся по орбитам с большими полуосями a от 0,39 до 1,52 а.е. Одна астрономическая единица (а.е.) равна длине большой полуоси орбиты Земли (149 597 870 км). Земля является наиболее массивной планетой этой группы (ее масса $m_{\oplus} = 5,976 \cdot 10^{27}$ г). Плотность Марса равна $3,9$ г/см³, а плотности других планет земной группы примерно одинаковы (от 5,2 до 5,5 г/см³). Диаметр Меркурия меньше, чем у двух спутников планет-гигантов (Ганимеда и Титана), но его масса ($3,3 \cdot 10^{26}$ г) больше.

Плотности планет-гигантов (Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна) не превышают $1,67$ г/см³, а их массы составляют от $14,6m_{\oplus}$ до $318m_{\oplus}$. Эти планеты удалены от Солнца на расстояние от 5,2 до 30 а.е. Основными составляющими атмосферы Юпитера являются H_2 (89 %), He (11 %) и CH_4 (0,2 %) (Энкреназ, 1999).

Самая далекая планета (Плутон) не входит ни в одну из двух групп планет. Ее масса составляет всего 0,002 массы Земли, а диаметр (2 320 км) и масса ($1,3 \cdot 10^{25}$ г) меньше, чем у семи спутников планет. Поэтому, так же как и в свое время Цереру, Плутон вполне можно понизить в статусе и перевести из настоящих планет в один из объектов транснептунового пояса. В зарубежной литературе Меркурий и Плутон иногда называют «lesser planets» (т.е. «меньшие планеты»; астероиды называются «minor planets» — малые планеты). Как и 35 % обнаруженных объектов этого пояса, Плутон находится в резонансе 2 : 3 с Нептуном, т.е. совершает два оборота вокруг Солнца за то время, когда Нептун делает три оборота. Эксцентриситет орбиты Плутона (0,25) настолько велик, что в течение 1979–1999 гг. Плутон ближе к Солнцу, чем Нептун.

В табл. 1.1 приведены значения больших полуосей, эксцентриситетов и наклонений орбит, масс, плотностей и периодов и наклонов осевых вращений планет, а также некоторые другие их характеристики. Наклонения орбит даются к плоскости эклиптики, т.е. к плоскости орбиты Земли. Элементы орбит планет взяты из справочника «Эфемериды малых планет на 1997 год» (1996). Они даны на эпоху 18 декабря 1997 г. (JD 2450 800,5 относительно эклиптики и равноденствия J2000,0; JD = Julian date — время в днях, отсчитываемое от гринвичского полдня 1 января 4713 г. до нашей эры, JD всегда отличается на половину дня от универсального (или всемирного) времени UT). Из этого справочника можно взять элементы орбит с большим числом значащих цифр. Периоды обращения планет вокруг Солнца приводятся в периодах обращения Земли, который равен 365,2422 суток. Скорость убегания, называемая также второй космической скоростью, равна скорости параболического движения на поверхности планеты. Средняя температура поверхности планеты приводится в град. Кельвина. Большинство данных таблицы взято из сервера Лаборатории реактивного движения (США, <http://pds.jpl.nasa.gov/planets/welcome.htm>), а также из книги «Новая Солнечная система» (1990). На этом сервере не оказалось средней температуры поверхности Марса, а были приведены только минимальное и максимальное значения температур: 150–310 К. Для Меркурия этот диапазон гораздо больше: 100–700 К. Значения $\kappa = J^2 / (M \cdot r^2)$ (где J^2 — момент инерции, M и r — масса и радиус планеты) взяты из работы Ксанфомалити (1997). Для однородного шара $\kappa = 0,4$. Наклон экватора к орбите бо́льший 90° означает, что Венера вращается в обратную сторону, а Уран — «лежа на боку». Период осевого вращения Плутона равен периоду обращения его спутника Харона (Charon).

Эволюция орбит планет на больших интервалах времени исследовалась Эпплгейтом и др. (1986), Ласкаром (1988, 1996), Нобили и др. (1989) и Милани и др. (1989 б). Подробнее проблема эволюции орбит планет обсуждается в приложении 2, где, в частности,

Таблица 1.1

Основные характеристики планет

	Мер- курий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Большая полуось орбиты, а.е.	0,3871	0,7233	1,0000	1,5237	5,2026	9,5750	19,2957	30,2514	39,5236
Эксцентриситет	0,2056	0,0068	0,0167	0,0935	0,0485	0,0535	0,0428	0,0105	0,2491
Наклонение к эклиптике, град	7,0051	3,3947	0,0	1,8499	1,3046	2,4852	0,7733	1,7678	17,1244
Сидерический период обращения, лет	0,24	0,62	1,0	1,88	11,86	29,46	84,0	164,8	248
Средняя орбитальная скорость, км/с	47,89	35,03	29,79	24,13	13,06	9,64	6,81	5,43	4,74
Масса M , в массах Земли	0,055	0,815	1,0	0,107	317,9	95,2	14,5	17,1	0,0022
Экваториальный радиус r , км	2 439	6 052	6 378	3 393	71 400	60 330	25 559	24 764	1 160
Средняя плотность, г/см ³	5,42	5,25	5,52	3,94	1,33	0,69	1,29	1,64	2,03
$\kappa = J^2/Mr^2$, где J^2 — момент инерции	0,324	0,34	0,3309	0,377	0,20	0,22	0,23	0,29	0,392
Видимое геометрическое альbedo	0,12	0,59	0,39	0,15	0,44	0,46	0,56	0,51	0,5
Сидерический период вращения (d — дни, h — часы)	58,65 ^d	243,01 ^d	23,93 ^h	24,62 ^h	9,84 ^h	10,23 ^h	17,9 ^h	19,2 ^h	6,39 ^d
Наклон экватора к орбите, град	2	177,3	23,45	25,19	3,12	26,73	97,86	29,6	122,46
Скорость убегания, км/с	4,3	10,4	11,2	5,0	59,5	35,6	21,3	23,3	1,1
Средняя температура поверхности, К	452	726	281		120	88	59	48	37
Количество спутников	—	—	1	2	16	18	17	8	1

представлены полученные нами графики изменений элементов этих орбит на интервале времени до 200 млн лет.

В табл. 1.2 приведены некоторые сведения о крупных (диаметром более 200 км) и обратных спутниках планет. Наклонения орбит спутников даются относительно экваторов планет. Подробнее с информацией о спутниках можно ознакомиться в многочисленных публикациях. Здесь мы кратко остановимся только на некоторых спутниках.

Масса Луны в 81 раз меньше массы Земли, а ее плотность (3,34 г/см³) такая же, как у земной мантии. Это означает, что Луна не имеет плотного железного ядра или оно очень маленькое. Так как Земля движется вокруг Солнца, то период между полнолуниями (синодический месяц, равный 29 сут 12 ч 44 мин) отличается от периода движения Луны относительно звезд (сидерический месяц, равный 27 сут 7 ч 43 мин). Из-за приливных взаимодействий вращение Земли замедляется на 1,5 миллисекунды за 100 лет, а большая полуось Луны увеличивается на 3,8 см в год.

Марс имеет два спутника: Фобос (28 × 20 × 18 км) и Деймос (16 × 12 × 10 км), движущиеся с периодами 7,66^h и 30^h по практически круговым орбитам с большими полуосями, равными 9 380 и 23 460 км, соответственно. Эти спутники были обнаружены Эсафом Холлом (A. Hall, 1829–1907) в 1877 г., однако еще в 1726 г. сатирик Джонатан Свифт в «Путешествиях Гулливера» писал, что лапуны открыли два маленьких спутника Марса с периодами в 10 и 21,5 часов. Из-за приливного воздействия Марса Фобос и Деймос всегда повернуты к нему одной стороной. Размеры крупнейшего кратера на Фобосе сравнимы с размерами самого спутника.

Четыре наиболее крупных спутника Юпитера (Ио, Европа, Ганимед и Каллисто) были открыты Галилео Галилеем (Galileo Galilei, 1564–1642) в январе 1610 г. и называются Галилеевыми спутниками. За десять дней до него эти спутники наблюдал немецкий астроном Симон Мариус (S. Marius, 1573–1642), но он посчитал их обычными звездами. Пятый спутник Юпитера (Амальтея) был обнаружен в 1892 г. Э. Э. Барнардом (E. Barnard, 1857–1923), сотрудником Ликской обсерватории в Калифорнии. Эта обсерватория была построена на деньги, завещанные Дж. Ликом.

Ио всегда обращена к Юпитеру одной стороной. Приливные воздействия не только затормозили вращение Ио, но и разогревают ее недра. На Ио обнаружено 12 действующих

Таблица 1.2

Спутники планет диаметром больше 200 км, а также обратные спутники

Планета	Спутник	Радиус, км	Плотность, г/см ³	Масса, г	Большая полуось орбиты, тыс. км	Наклонение, град.	Эксцентриситет	Период обращения, сутки	Английское название спутника
Земля	Луна	1738	3,34	$7,34 \cdot 10^{25}$	384,4	5,15	0,055	27,322	Moon
Юпитер	Амалтея	135×75	1,8	$7,2 \cdot 10^{21}$	181,3	0,4	0,003	0,498	Amalthea
Юпитер	Ио	1815	3,57	$8,94 \cdot 10^{25}$	421,6	0,04	0,004	1,769	Io
Юпитер	Европа	1569	3,0	$4,80 \cdot 10^{25}$	670,9	0,47	0,009	3,551	Europa
Юпитер	Ганимед	2631	1,94	$1,48 \cdot 10^{26}$	1070	0,195	0,002	7,155	Ganymede
Юпитер	Каллисто	2400	1,86	$1,08 \cdot 10^{26}$	1883	0,281	0,007	16,689	Callisto
Сатурн	Янус	100×80	0,7	$2 \cdot 10^{21}$	151,472	0,14	0,007	0,695	Janus
Сатурн	Мимас	199	1,12	$3,7 \cdot 10^{22}$	185,52	1,53	0,02	0,942	Mimas
Сатурн	Энцелад	250	1,77	$1,1 \cdot 10^{23}$	238,02	0,02	0,0045	1,370	Enceladus
Сатурн	Тетфия	525	1,03	$6,2 \cdot 10^{23}$	294,66	1,09	0,00	1,888	Tethys
Сатурн	Диона	560	1,49	$1,09 \cdot 10^{24}$	377,4	0,02	0,002	2,737	Dione
Сатурн	Рей	765	1,33	$2,49 \cdot 10^{24}$	527,04	0,35	0,001	4,518	Rhea
Сатурн	Титан	2575	1,88	$1,35 \cdot 10^{26}$	1221,85	0,33	0,029	15,945	Titan
Сатурн	Гиперион	205×110	1,4	$1,8 \cdot 10^{22}$	1481	0,43	0,104	21,277	Hyperion
Сатурн	Япет	720	1,21	$1,88 \cdot 10^{24}$	3561,3	14,72	0,028	79,33	Japetus
Сатурн	Феба	110	0,7	$4 \cdot 10^{21}$	12952	175,3	0,163	550,48	Phoebe
Уран	Миранда	235	1,15	$6,33 \cdot 10^{22}$	129,85	4,2	0,003	1,413	Miranda
Уран	Ариель	580	1,56	$1,27 \cdot 10^{24}$	190,93	0,31	0,003	2,52	Ariel
Уран	Умбриэль	585	1,52	$1,27 \cdot 10^{24}$	265,98	0,36	0,005	4,144	Umbriel
Уран	Титания	790	1,70	$3,49 \cdot 10^{24}$	436,27	0,14	0,002	8,706	Titania
Уран	Оберон	760	1,64	$3,03 \cdot 10^{24}$	583,42	0,1	0,001	13,463	Oberon
Нептун	Ларисса	104×90	?	?	73,6	0,2	0,001	0,5546	Larissa
Нептун	Протей	220×200	?	?	117,6	0,04	0,0004	1,122	Proteus
Нептун	Тритон	1350	2,07	$2,14 \cdot 10^{25}$	354,8	157	0,00	5,877	Triton
Нептун	Нереида	(170)	?	?	5513,4	28	0,75	360,16	Nereid
Плутон	Харон	600	2.	$1,77 \cdot 10^{24}$	19,64	98,8	0,00	6,387	Charon
Юпитер	Ананке	15	2,7	$3,82 \cdot 10^{19}$	21 200	147	0,17	631	Ananke
Юпитер	Карме	20	2,8	$9,56 \cdot 10^{19}$	22 600	163	0,21	692	Carne
Юпитер	Пасифе	25	2,9	$1,91 \cdot 10^{20}$	23 500	147	0,38	735	Pasiphae
Юпитер	Синопе	18	3,1	$7,77 \cdot 10^{19}$	23 700	153	0,28	758	Sinope
Уран	Калибан	30	?	?	7200	139,7	0,08	579	Caliban
Уран	Сикоракс	60	?	?	12200	152,7	0,51	1289	Sycorax

вулканов. На Европе нет возвышенностей более 100 м высотой, и считается, что ее поверхность покрыта водяным льдом. Ганимед является крупнейшим спутником в Солнечной системе. На Каллисто имеется множество метеоритных кратеров. Диаметр одного из них равен 350 км. Эксцентриситеты орбит восьми спутников Юпитера, движущихся за орбитой Каллисто, лежат в интервале 0,1–0,4, причем четыре небольших (радиусом 15–35 км) внешних спутника Юпитера движутся в сторону, обратную вращению планеты. Подавляющее большинство других спутников планет имеют прямое движение.

В 1610 г. Галилей наблюдал выступы у Сатурна, а в 1655 г. голландец Христиан Гюйгенс (1629–1695) высказал предположение, что планета окружена кольцом. Диаметр основных колец Сатурна (А, В, С и D) составляет 270 000 км. Внешние кольца (Е, F и G) имеют значительно меньшую массу. Толщина колец оценивается в несколько сотен километров (толщина колец А и В — не более километра), а размеры составляющих их ледяных частиц (некоторые из частиц могут быть покрыты льдом) — от сантиметров до десятков метров. Кольца обнаружены и у других планет-гигантов. У Урана 9 главных колец. Толщина колец, расположенных на расстоянии 40–50 тыс. км от центра Урана, не превышает 12 км. Толщина внешнего (51 тыс. км) кольца равна 20–100 км.

Самый крупный спутник Сатурна (Титан) обладает мощной атмосферой, состоящей, в основном, из азота. Давление на поверхности планеты равно 1,6 атмосферы. Диаметр кратера на Мимасе достигает 1/3 диаметра этого спутника, а на Тетфии — 2/5 диаметра.

Внутренние спутники Сатурна Янус и Эпиметий движутся в резонансе 1 : 1 по орбитам, большие полуоси a которых близки к 151 000 км. Диона имеет маленький коорбитальный спутник Елену на 60° впереди себя ($a = 377\,400$ км), а Тетия — два коорбитальных спутника (Телесто и Калипсо, $a = 294\,660$ км). Гиперион движется в резонансе 4 : 3 с Титаном (на 4 оборота Титана приходится 3 оборота Гипериона). Феба, самый внешний спутник Сатурна, имеет обратное движение.

Сатурн имеет 18 спутников, которые получили имена. Кроме того, есть много наблюдений, указывающих на дополнительные малые близкие спутники. 16 таких возможных спутников получили обозначения, но данные таких наблюдений еще не подтверждены.

У Урана 10 малых очень темных внутренних спутников, открытых космическим аппаратом (КА) Вояджер-2 в 1985–1986 гг., и 5 больших спутников. Два внешних обратных спутника были открыты в 1997 г. Их альbedo — порядка 0,07, а спектральные характеристики почти такие же, как и у объектов транснептунового пояса. Считается, что внешние спутники планет-гигантов (в частности, восемь внешних спутников Юпитера) были захвачены после формирования этих планет.

Самый крупный спутник Нептуна (Тритон) движется в сторону, противоположную вращению планеты, а плоскость его орбиты наклонена на 20° к экватору Нептуна. Более мелкие спутники этой планеты являются прямыми. Тритон имеет атмосферу (азот с примесью метана, давление на поверхности в 70 тыс. раз меньше земного).

Период обращения Харона, являющегося единственным спутником Плутона, вокруг этой планеты равен периоду осевого вращения Плутона. Диаметр Харона всего в 2 раза меньше диаметра Плутона. Плоскость его орбиты сильно наклонена ($i = 98,8^\circ$) к экватору Плутона.

§ 2. Главный астероидный пояс

В 1772 г. Иоганн Даниэль Тициус (1729–1796) предложил следующее правило (правило Тициуса—Боде, Bode—Titius Law) для вычисления больших полуосей орбит планет: $a_n = 0,4 + 0,3 \cdot 2^n$ а.е. При различных значениях n имеем:

n	$-\infty$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
a_n	0,4	0,7	1,0	1,6	2,8	5,2	10,0	19,6	38,8	77,2
$a_{пл}$	0,39	0,72	1,0	1,52	2,2–3,6	5,2	9,54	19,19	30,07	39,5

Для сравнения в этой табличке приведены также реальные значения $a_{пл}$ больших полуосей планет. Боде выдвинул гипотезу о существовании неизвестной планеты, соответствующей $n = 3$. После открытия в 1781 г. Урана, который тоже неплохо удовлетворял этому правилу, доверие к нему возросло. В 1800 г. группа астрономов, назвавшая себя «небесной полицией», во главе с Шрётером (J. H. Schröter) начала поиск недостающей планеты. Однако счастье улыбнулось совсем другому наблюдателю. 1 января 1801 г. итальянский астроном Джузеппе Пиацци (G. Piazzi, 1746–1826) открыл первую малую планету, названную Церерой (Ceres). Используя наблюдения Пиацци, Карл Гаусс определил элементы ее орбиты. Большая полуось орбиты Цереры равна $a = 2,767$ а.е. и хорошо согласуется с правилом Тициуса—Боде. 28 марта 1802 г. Генрих Ольберс (H. Olbers, 1758–1840) на таком же расстоянии от Солнца ($a = 2,771$ а.е.) открыл вторую малую планету (Палладу, Pallas). Ольберс выдвинул гипотезу о распаде большой планеты на множество осколков и предложил искать новые малые планеты в окрестности точек пересечения орбит Цереры и Паллады. Впоследствии оказалось, что гипотеза Ольберса неверна, но следующие две планеты были открыты именно в этой окрестности. 1 сентября 1804 г. К. Гардинг (K. Harding) обнаружил Юнону (Juno), а 29 марта 1807 г. Ольберс — Весту (Vesta). Пятая планета (Астрея, Astraea) была открыта только 8 декабря 1845 г. Карлом Генке (K. J. Hencke). Открытые малые планеты выглядели слабыми звездочками. Поэтому Уильям Гершель предложил называть новые планеты астероидами, т.е. «звездopodobными» (греч.).

В базе данных Лоуэлльской (Lowell) обсерватории в марте 2000 г. были элементы 65 753 орбит астероидов. Номера присвоены более 10 000 астероидов, которые наблюдались многократно. При открытии астероида ему дают временное имя, состоящее из 6 символов. Первые четыре цифры означают год открытия, следующая буква — половину месяца, в течение которой произошло открытие, а последняя буква указывает, каким по счету было это открытие

Таблица 1.3

Крупнейшие астероиды (диаметром более 250 км)

№	Название	Радиус, км	Период осевого вращения (в часах)	Альbedo	Большая полуось, а.е.	Эксцентриситет	Накло-нение, град.
1	Церера (Ceres)	457	9,08	0,10	2,767	0,097	10,61
2	Паллада (Pallas)	261	7,81	0,14	2,771	0,180	34,81
4	Веста (Vesta)	250	5,34	0,38	2,362	0,097	7,14
10	Гигия (Hygia)	215	27,62	0,08	3,144	0,136	3,84
511	Давида (Davida)	168	5,13	0,05	3,178	0,171	15,94
704	Интерамния (Interamnia)	167	8,73	0,06	3,062	0,081	17,30
52	Европа (Europa)	156	5,63	0,06	3,097	0,119	7,44
15	Эвномия (Eunomia)	136	6,08	0,19	2,644	0,143	11,76
87	Сильвия (Sylvia)	136	5,18	0,04	3,486	0,051	10,87
16	Психея (Psyche)	132	4,20	0,10	2,922	0,100	3,09

в течение этой половины месяца. Буква «I» исключается. Если за полмесяца открыто более 25 астероидов, то к последней букве добавляется численный нижний индекс.

Большинство астероидов располагается в главном астероидном поясе между орбитами Марса и Юпитера (в основном на расстоянии 2,2–3,6 а.е.). Средний эксцентриситет e_{cp} астероидов равен 0,15, а среднее наклонение $i_{cp} = 10^\circ$ ($9,4^\circ$ для первых 3000).

Крупнейшим астероидом является Церера диаметром около 900 км (913 ± 43). Паллада имеет диаметр $d = 523 \pm 20$ км (Прайс, 1994). Веста представляет собой эллипсоид с полуосями 280, 272 и 227 (± 12) км (Томас и др., 1997). Отношения масс Цереры, Паллады, Весты, Иды (243 Ida) и Матильды (253 Mathilde) к массе Солнца равны $4,4 \cdot 10^{-10}$, $1,6 \cdot 10^{-10}$ и $1,7 \cdot 10^{-10}$, $2,2 \cdot 10^{-14}$, $5,2 \cdot 10^{-14}$, а их плотности — 2,05, 4,2, 4,3, 2,7 и 1,3, соответственно. В табл. 1.3 приведены данные об астероидах диаметром более 250 км. Всего известно 26 малых планет диаметром $d > 200$ км и 73 астероида диаметром $d > 150$ км. Считается, что существует около 800 астероидов с $80 < d < 200$ км, а число астероидов главного пояса диаметром больше 1 км порядка миллиона.

В последние годы КА сфотографировали некоторые астероиды. Американский КА «Галилео» 29 октября 1991 г. передал изображение астероида 951 Гаспра (Gaspra). Снимок был сделан с расстояния 16 тыс. км. Этот астероид имеет размеры $19 \times 12 \times 11$ км. 28 августа 1993 г. «Галилео» сфотографировал астероид 243 Ида (Ida, $56 \times 24 \times 21$ км). У этого астероида на расстоянии 100 ± 50 км был обнаружен маленький (1,5 км) спутник, названный Дактиль. Рускол (1996) считает, что Ида и Дактиль могли образоваться совместно при фрагментации родительского тела семейства Коронид. Запущенный в США в 1996 г. КА «Ниар» (NEAR) 27 июня 1997 г. сфотографировал малую планету 253 Матильда ($44 \times 48 \times 66$ км). Оказалось, что период осевого вращения этого астероида (418^h) значительно больше, чем у большинства других малых планет. Поверхности сфотографированных астероидов густо покрыты кратерами. Диаметры двух кратеров на Матильде равны 29,3 и 33,4 км (Веверка и др., 1999; Ченг и Барноин, 1999).

В соответствии с альбедо и особенностями спектров астероиды разбиты на типы. Альbedo показывает, какую долю падающего света рассеивает данная поверхность. Больше всего астероидов типов C, S и M. Кроме них, существует еще более десяти других типов (Гейффеи и др., 1993; Лушишко и Ди Мартино, 1998). C-астероиды очень темные, с низким альбедо (0,04–0,09). Аналогами вещества этих астероидов являются углистые метеориты. Поэтому их еще называют углистыми астероидами (carbonaceous). C-астероиды подразделяются на подтипы B, C, F, G и P (Гейффеи и др., 1993). К этому типу относятся крупнейшие астероиды Церера (подтип G) и Паллада (подтип B). S-астероиды (siliceous, stony) гораздо ярче. Их альbedo находится в диапазоне 0,10–0,30. Аналогами их вещества являются камни силикатного состава и, в частности, каменные метеориты (исключая углистые). Поэтому эти астероиды называют каменными. Примером таких астероидов является Эвномия диаметром в 270 км. Всего к типу S принадлежат около 15 % астероидов. Астероиды M-типа отражают и поляризуют свет так же, как металлы. Их альbedo лежит в диапазоне 0,12–0,25. Среди этих астероидов — Психея

диаметром в 260 км. Более 60 % троянцев принадлежат к типу D, который характеризуется низким альбедо ($\leq 0,05$).

У 30 наибольших астероидов отмечается небольшое преобладание положительного (т. е., в том же направлении, что и движение астероидов вокруг Солнца) осевого вращения. Периоды T^s осевых вращений большинства астероидов $\sim 4-7$ часов, однако разброс значений T^s для астероидов довольно большой. Например, для 47 астероидов группы Пилды эти значения находятся в интервале от 2,851 до 31 часа (Далгрэн и др., 1998).

§ 3. Собственные элементы орбит и семейства астероидов

Элементы орбит планет, астероидов и других небесных тел меняются в ходе эволюции. Периоды некоторых из этих изменений могут не превышать сотен лет. Поэтому при сравнении элементов орбит астероидов и некоторых других малых тел часто используют осредненные значения элементов орбит.

Путем интегрирования усеченных уравнений (полученных при отбрасывании в пертурбационной функции всех периодических [со средними долготами λ всех движущихся тел] членов и членов вековой части выше второго порядка относительно e и i), для вековых изменений элементов Лагранжа (h, k, p, q) можно получить следующие формулы:

$$\begin{aligned}h &= e \sin \pi = A \sin (gt + \alpha) + \sum \frac{A_j}{g - g_j} \sin (g_j t + \alpha_j), \\k &= e \cos \pi = A \cos (gt + \alpha) + \sum \frac{A_j}{g - g_j} \cos (g_j t + \alpha_j), \\p &= \sin i \sin \Omega = B \sin (-gt + \beta) + \sum \frac{B_j}{g + f_j} \sin (f_j t + \beta_j), \\q &= \sin i \cos \Omega = B \cos (-gt + \beta) + \sum \frac{B_j}{g + f_j} \cos (f_j t + \beta_j).\end{aligned}$$

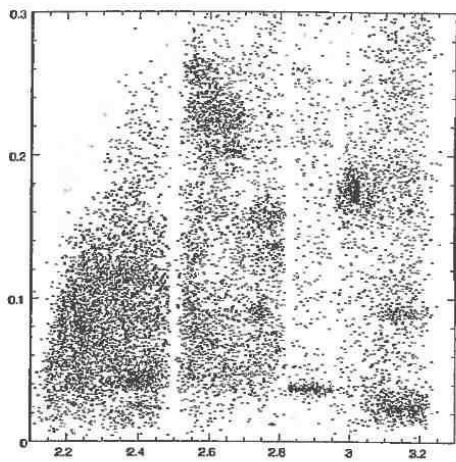
Здесь e, i, π и Ω — эксцентриситет, наклонение, долгота перигелия и долгота восходящего узла, соответственно. Коэффициенты, фигурирующие в правых частях, получаются при интегрировании. Если орбиты планет являются круговыми, то суммы равны нулю. Большая полуось a' орбиты астероида, получающаяся при интегрировании усеченных уравнений, является постоянной величиной. Японский астроном Хираяма (Hirayama) предложил назвать величины $A = e'$, $B = \sin i'$, $gt + \alpha$ и $-gt + \beta$ собственными элементами, а группы малых планет, характеризующиеся близкими значениями собственных элементов a' , e' и $\sin i'$, — семействами. Рассмотрев в двадцатые годы нашего столетия элементы 1025 астероидов, он выделил пять семейств: Фемиды, Эос, Корониды, Марии и Флоры. Семейства получили названия по имени наиболее крупных астероидов. Считается, что большинство семейств являются продуктами разрушения родительских астероидов.

Заппала и др. (1995) исследовали собственные элементы 12 487 малых планет (в том числе, 4 616 нумерованных), для которых $2,065 < a' < 3,278$ а.е., $0 < e' < 0,3$ и $0 < \sin i' < 0,3$. В этой работе собственные элементы определялись по-другому, чем в работах Хираямы, и учитывались члены четвертого порядка по e и i . Полученные собственные элементы представлены на рис. 1.1. Для поиска семейств авторы использовали «стандартную» метрику d_1 и «альтернативную» метрику d_2 (последняя использовалась для некоторых тестов):

$$\begin{aligned}d_1 &= na' \sqrt{1,25(\delta a'/a')^2 + 2(\delta e')^2 + 2(\delta \sin i')^2}, \\d_2 &= na' \sqrt{0,5(\delta a'/a')^2 + 0,75(\delta e')^2 + 4(\delta \sin i')^2},\end{aligned}$$

где $\delta a'$, $\delta e'$ и $\delta \sin i'$ — разности собственных элементов, а n и a' в этих формулах являются средними значениями для двух орбит, n — среднее движение. Используя одни и те же метрики, авторы применяли два метода для выявления семейств. Семейства, полученные с помощью одного из методов (WAM — the wavelet analysis method), приведены на рис. 1.2–1.4. Для определения семейств значения d сравнивались с 160 м/с для внутренней и средней

а)



б)

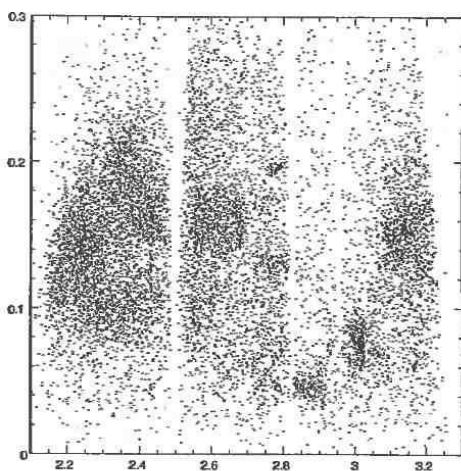
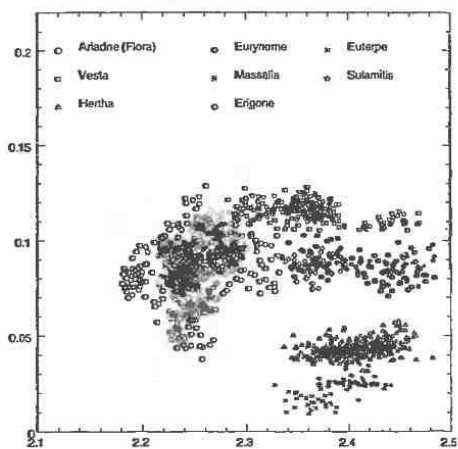


Рис. 1.1. Распределение астероидов по собственной большой полуоси a' и синусу $\sin(i')$ собственного наклона (а) и по a' и собственному эксцентриситету e' (б). Из работы Заппала и др. (1995)

а)



б)

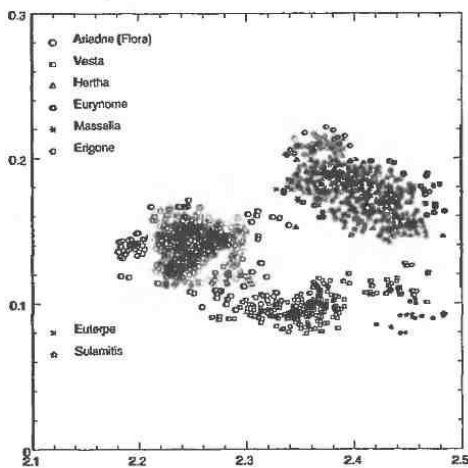


Рис. 1.2. Собственные элементы орбит семейств астероидов для внутренней зоны: собственные большие полуоси a' и синусы $\sin(i')$ собственного наклона (а) и a' и собственные эксцентриситеты e' (б). Рисунок из работы Заппала и др. (1995)

рассматриваемых зон ($a' < 2,825$ а.е.) и с 320 м/с для внешней зоны. При применении каждого из двух методов около 1/3 астероидов классифицировались примерно в 30 семейств, а также в ряд других групп.

Мазари и др. (1995) изучали разрушения астероидов, порождающие семейства астероидов. Заппала и др. (1996) реконструировали первоначальные поля скоростей выброса для семейств астероидов. Моделируя образование и последующую столкновительную эволюцию семейства Весты, Мазари и др. (1996) пришли к выводу, что это семейство образовалось при столкновении Весты с астероидом диаметром $d = 40$ км 10^9 лет назад, а недавно произошло столкновение с телом $d = 20$ км. О семействах астероидов можно прочесть также в работах Селино и др. (1999) и Танги и др. (1999).

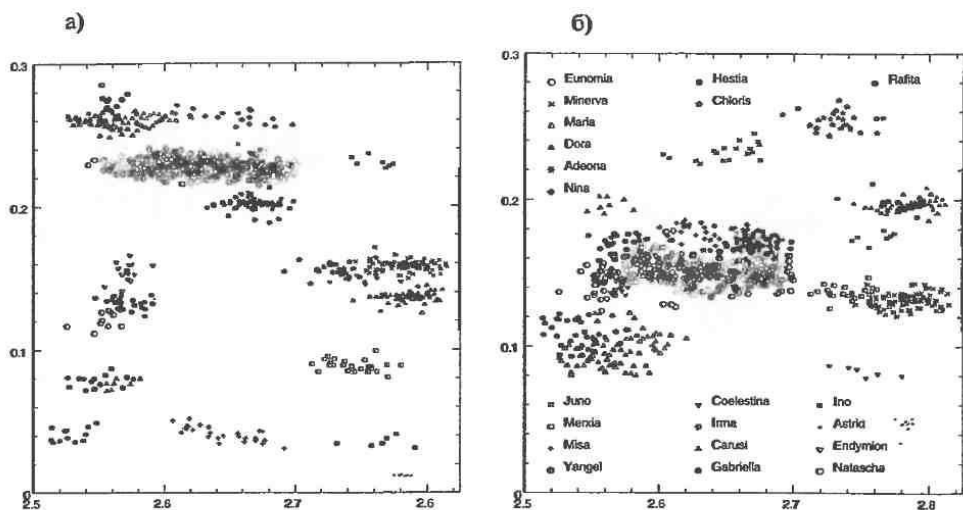


Рис. 1.3. То же самое, что и на рис. 1.2, но для средней зоны

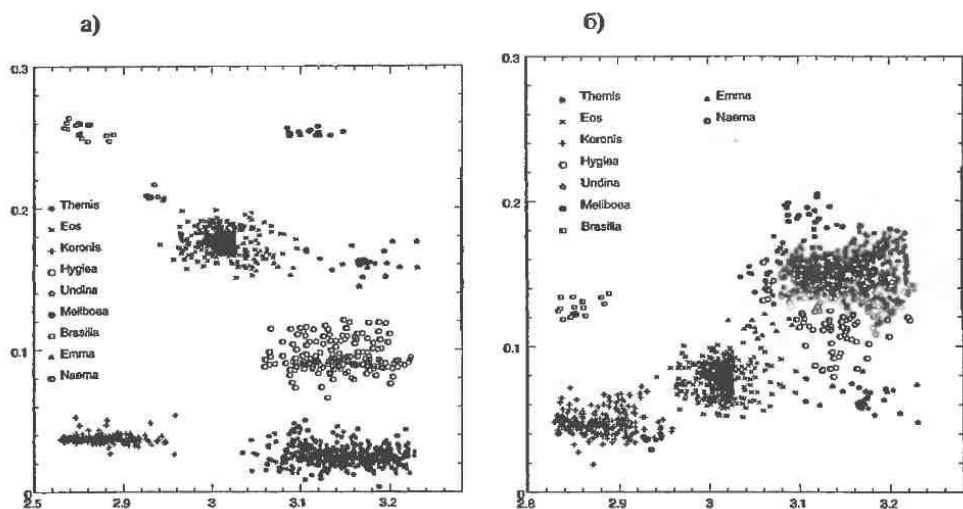


Рис. 1.4. То же самое, что и на рис. 1.2, но для внешней зоны

§ 4. Резонансы в астероидном поясе

В 1866 г., когда были известны только 88 астероидов, американский астроном Д. Кирквуд (D. Kirkwood, 1814–1895) обратил внимание на то, что астероиды «избегают» орбит, на которых отношение T/T_J периода их обращения вокруг Солнца к периоду обращения Юпитера вокруг Солнца равнялось бы $1/3$, $2/5$ или $1/2$. Эти «запретные» области значений T называются люками Кирквуда. На Западе вместо принятого в России обозначения «люк Кирквуда $1/3$ » принято писать «люк Кирквуда $3/1$ », т. е. рассматривается отношение T_J/T .

Чтобы охарактеризовать удаление планеты от Солнца, вместо больших полуосей или периодов обращения часто рассматривают среднесуточное движение n , т. е. расстояние в угловых единицах, которое проходит планета за одни сутки. Например, среднесуточное движение Земли равно $1,296 \cdot 10^{6''} : 365,25 = 3\,548''$, а Юпитера — $299''$. Резонансам $1 : 3$ и $2 : 5$ с Юпитером соответствуют значения n , равные $897,4''$ и $747,8''$.

Значения больших полуосей, соответствующих резонансам 1 : 4, 1 : 3, 2 : 5, 3 : 7 и 1 : 2, равны 2,06, 2,50, 2,82, 2,96 и 3,28 а.е., соответственно. На рис. 1.1 видны вертикальные области, свободные от астероидов и соответствующие резонансам. Вблизи соизмеримостей 2 : 3 ($a = 3,97$ а.е., группа Гильды, Hilda), 3 : 4 ($a = 4,29$ а.е., астероид Туле, Tule) и 1 : 1 (тройяцы) наблюдаются сгущения астероидов.

Вопросы происхождения люков Кирквуда подробно обсуждаются в главе III. Здесь кратко отметим, что многие тела, попадающие в эти люки, через некоторое время под влиянием планет сильно увеличивают свои эксцентриситеты и начинают пересекать орбиты некоторых планет (в первую очередь Марса). Из-за тесных сближений с планетами тела покидают люки. Труднее всего покинуть люк 1 : 2, но и в этом случае получены фиктивные астероиды, увеличивающие свои эксцентриситеты до 0,8 (см. рис. 1.5) и даже почти до 1 (Мишченко и Ферраз-Меллоу, 1997). Такая смена длительных слабых изменений эксцентриситета его резким увеличением для резонанса 1 : 3 была получена Уиздомом (1983). По мнению Франклина (1996), депопуляция люка 1 : 2 может быть более тесно связана с динамической нестабильностью, чем со столкновением с планетой земной группы. Тела могут попадать в люки при столкновениях астероидов и из-за гравитационного влияния крупнейших астероидов. Большие полуоси небольших тел меняются также из-за эффекта Ярковского (Фаринелла и др., 1998). Согласно этому эффекту, поверхность тела освещенная Солнцем нагревается, а затем, попав из-за вращения в тень, излучает накопленное тело в инфракрасном диапазоне. Пылевые частички «спиралят» к Солнцу из-за эффекта Пойнтинга—Робертсона, уменьшающего большие полуоси и эксцентриситеты их орбит (Срикаанс, 1999).

На рис. 1.6 приведено распределение нумерованных астероидов в окрестности резонанса 1 : 3 по большим полуосям a и эксцентриситетам e орбит в то время, когда $\sigma \sim 180^\circ$ и $\pi - \pi_J = 0$ (а) или $\pi - \pi_J = 180^\circ$ (б).

Здесь π и π_J — значения долготы перигелия астероида и Юпитера. Для резонанса $p/(p+q)$ критический аргумент равен $\sigma = (p+q)\lambda_J - p\lambda - q\pi$, где $\lambda = M + \pi$ — средняя долгота, M — средняя аномалия, значком J помечено значение λ для Юпитера. На Западе вместо российского π обычно пишут $\tilde{\omega}$, а вместо $M - I$. Для резонанса 1 : 3 имеем $p = 1$ и $q = 2$. На рис. 1.7 приведены аналогичные распределения астероидов для резонансов 1 : 2 и 3 : 7. Линии на рисунках указывают границу значений a и e , при которых для плоской модели тела движутся около резонанса.

Тела астероидного пояса могут покидать этот пояс через окрестности не только резонансов средних движений (т.е. периодов обращения), но и через окрестности вековых резонансов ν_5 , ν_6 и ν_{16} . Тела, попадающие в эти окрестности, также могут сильно увеличивать эксцентриситеты своих орбит. При резонансах ν_5 ($g = g_5$) и ν_6 ($g = g_6$) средняя скорость прецессии долготы перигелия орбиты астероида ($\dot{g} \equiv \dot{\pi}$) равна, соответственно, средней скорости прецессии долготы перигелия Юпитера

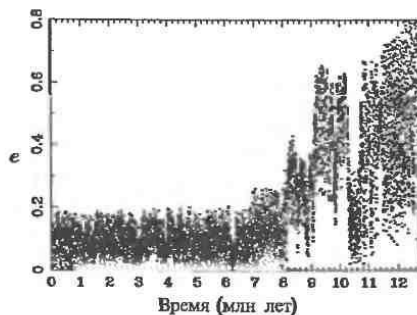


Рис. 1.5. Эволюция эксцентриситета фиктивного астероида при резонансе 1 : 2. Время приводится в миллионах лет. Рисунок получен Шоллом и взят из работы Ферраз-Меллоу (1994)

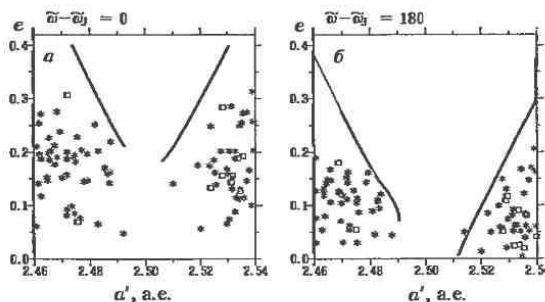


Рис. 1.6. Распределение нумерованных астероидов в окрестности резонанса 1 : 3 по большим полуосям a и эксцентриситетам e орбит в то время, когда $\sigma \sim 180^\circ$ и $\pi - \pi_J = 0$ (а) или $\pi - \pi_J = 180^\circ$ (б). Звездочки соответствуют наклону $i < 15^\circ$, а квадратики — $i \geq 15^\circ$. Линии указывают границы области исходных данных, соответствующих для плоской модели резонансным движениям. Рисунок из работы Ешикавы (1990)

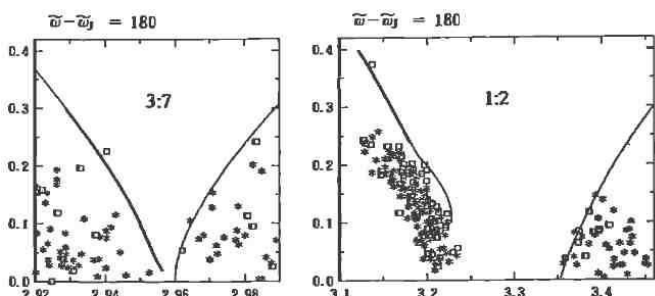


Рис. 1.7. Распределение нумерованных астероидов в окрестностях резонансов 1 : 2 и 3 : 7 по большим полуосям a и эксцентриситетам e орбит. Обозначения такие же, как и на рис. 1.6. Рисунок из работы Ешикавы (1991)

($g_5 \equiv \dot{\pi}_J \approx 4''.30/\text{год}$) и Сатурна ($g_6 \equiv \dot{\pi}_S \approx 27''.77/\text{год}$). При резонансе ν_{16} выполняется соотношение $\dot{\Omega} \approx \dot{\Omega}_J \approx -25''.73/\text{год}$, где $\dot{\Omega}$ и $\dot{\Omega}_J$ — средние скорости прецессии долготы восходящего узла орбит астероида и Юпитера, соответственно (Фрешлэ и Морбиделли, 1994; Фрешлэ и Шолл, 1989). На рис. 1.8 приведены расположения вековых резонансов в астероидном поясе. Перигелийные резонансы обозначены на рис. 1.8 (а) значками g_5 , g_6 ,

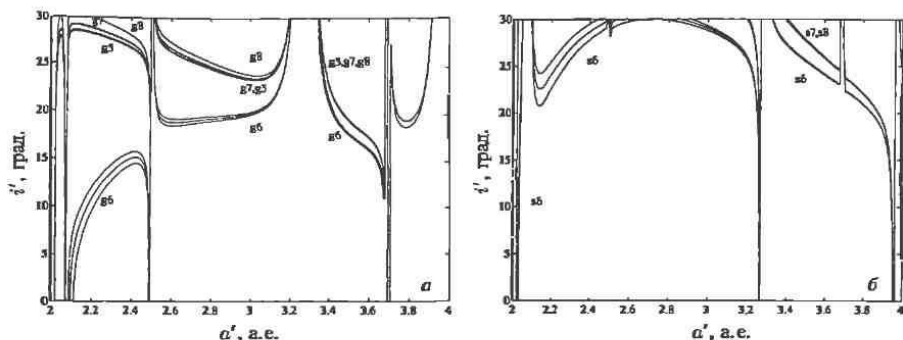


Рис. 1.8. Расположение вековых резонансов при фиксированном собственном эксцентриситете ($e' = 0,1$): перигелийных резонансов (а) и резонансов узла (б). Значения собственной большой полуоси a' приводятся в а.е., а значения собственного наклона i' — в градусах. Сингулярности возникают при пересечении резонансов средних движений вековыми резонансами. Рисунок из работы Кнежевика (1991)

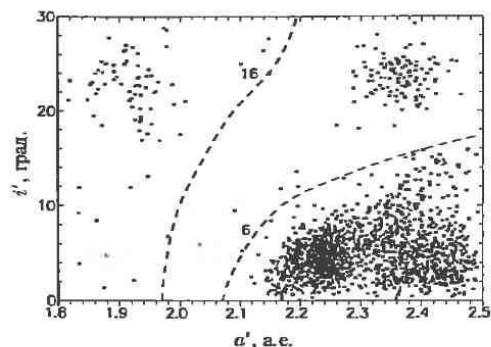


Рис. 1.9. Распределение астероидов в окрестности резонанса 1 : 4 по большим полуосям a (в а.е.) и наклонением i (в град.). Пунктиром показано положение вековых резонансов $\nu_6 \equiv g_6$ и $\nu_{16} \equiv s_6$. Рисунок из работы Ферраз-Меллоу (1994)

g_7 и g_8 (цифра означает номер планеты от Солнца, цифра 5 соответствует Юпитеру). Области значений собственной большой полуоси и собственного наклона, соответствующие резонансам узла, указаны на рис. 1.8 (б) линиями, помеченными буквами s_6 , s_7 и s_8 . Обозначение s_6 соответствует ν_{16} . На рис. 1.9 представлено распределение астероидов в окрестностях резонанса 1 : 4 и близких к нему резонансов $\nu_6 \equiv g_6$ и $\nu_{16} \equiv s_6$. Виден широкий люк при 2,0–2,1 а.е.

В последние годы было обнаружено, что большинство (70–80 %) тел, покидающих резонансы 1 : 3 и ν_6 , выпадают на Солнце (Гладман и др., 1997), а резонансы 2 : 7 и 3 : 10 с Юпитером и резонансы 5 : 3, 12 : 7, 7 : 4, 9 : 5, 13 : 7 и 2 : 1 с Марсом также могут поставлять тела к орбите Марса (Миглиорини и др., 1998; Морбиделли и Несворни, 1999).

§5. Троянцы

В 1772 г. французский математик Жозеф Луи Лагранж (Joseph Louis Lagrange, 1736–1813; в итальянском городе Турин, где он родился, его звали Giuseppe Luigi Lagrangia) опубликовал мемуар, посвященный задаче трех тел. Обнаружив устойчивые орбиты около треугольных точек либрации, он не придал им особого значения. В 1907 г. был открыт астероид Ахиллес (588 Achilles), движущийся около точки L_4 в системе Солнце—Юпитер. В августе 1998 г. было известно 420 тел, находящихся в точках либрации L_4 и L_5 Юпитера. Из них 250 двигались около точки L_4 и 170 — около L_5 . Считается, что всего около этих точек находится около 2 млн тел радиусом больше 1 км. Эти астероиды движутся вокруг Солнца по орбитам, близким к орбите Юпитера, на 60° по долготе впереди (около точки L_4) и позади (около точки L_5) него, так что Солнце, Юпитер и эти группы астероидов образуют два равносторонних треугольника. Астероиды получили название в честь героев Троянской войны и называются «троянцами». Они разделяются на две группы. Собственно троянцы движутся сзади Юпитера, а «греки», носящие имена героев греческого войска, — впереди него. Гектор (624 Hektor), один из самых больших троянцев, имеет продолговатую форму тела. Многие троянцы и астероиды внешней части главного пояса принадлежат к типам P и D. Эти же типы имеют и некоторые малые внешние спутники Юпитера.

В табл. 1.4 приведены большие полуоси a (в а.е.), эксцентриситеты e и наклонения i (в град.) орбит 20 троянцев. Было взято 14 первых нумерованных троянцев и 6 объектов с большими значениями e или i . Приведены также данные о двух марсианских троянцах.

Таблица 1.4

Троянцы Юпитера

Объект			a (а.е.)	e	i (град.)	H
588 Achilles	1906 TG	L4	5,183	0,149	10,3	8,67
617 Patroclus	1906 VY	L5	5,229	0,139	22,1	8,19
624 Hektor	1907 XM	L4	5,205	0,022	18,2	7,49
659 Nestor	1908 CS	L4	5,218	0,114	4,5	8,99
884 Priamus	1917 CQ	L5	5,154	0,123	8,9	8,81
911 Agamemnon	1919 FD	L4	5,234	0,068	21,8	7,89
1143 Odysseus	1930 BH	L4	5,257	0,092	3,1	7,93
1172 Aeneas	1930 UA	L5	5,175	0,104	16,7	8,33
1173 Anchises	1930 UB	L5	5,325	0,137	6,9	8,89
1208 Troilus	1931 YA	L5	5,221	0,091	33,6	8,99
1404 Ajax	1936 QW	L4	5,291	0,115	18,0	9,0
1437 Diomedes	1937 PB	L4	5,134	0,045	20,6	8,30
1583 Antilochus	1950 SA	L4	5,101	0,054	28,6	8,60
1647 Menelaus	1957 MK	L4	5,247	0,023	5,6	10,3
2146 Stertor	1976 UQ	L4	5,201	0,103	39,3	10,8
4833 Meges	1989 AL2	L4	5,257	0,094	34,7	9,1
4835	1989 BQ	L4	5,185	0,252	19,6	9,8
5144 Achates	1991 XX	L5	5,230	0,273	8,9	8,9
7641	1986 TT6	L4	5,225	0,056	34,7	9,3
	1992 GF3	L4	5,256	0,280	30,1	10,0

Троянцы Марса

5261 Eureka	1990 MB	L5	1,524	0,065	20,3	16,1
	1998 VF31	L5	1,524	0,101	31,3	17,1

Абсолютная величина H (не путать с абсолютной звездной величиной M) характеризует диаметры d малых тел (см. табл. 1.5). Меньшее значение d (в км) интервала, приведенного в таблице, соответствует альбедо, равному 0,25, а большее — 0,05.

На рис. 1.10 представлено распределение известных троянцев Юпитера по начальной амплитуде колебаний D_0 (в град.) и по начальному собственному эксцентриситету (e'_0), а также результаты исследований динамической эволюции известных и фиктивных троянцев (Леви-сон и др., 1997). Амплитуда колебаний — это амплитуда изменений разности средних долгот астероида и Юпитера. Точечные линии указывают границы областей значений e'_0 и D_0 , при которых время жизни троянцев равно 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 и 10^8 лет, соответственно. Граница соответствующей области для 10^9 лет расположена между двумя сплошными линиями. Пунктирной

Таблица 1.5

Соответствие абсолютной величины H и диаметра (в км) малого тела

H	Диаметр	H	Диаметр	H	Диаметр	H	Диаметр
3,0	670–1 500	6,5	130–300	10,0	25–60	13,5	5–12
3,5	530–1 200	7,0	110–240	10,5	20–50	14,0	4–9
4,0	420–940	7,5	85–190	11,0	17–37	14,5	3–7
4,5	330–740	8,0	65–150	11,5	13–30	15,0	3–6
5,0	260–590	8,5	50–120	12,0	11–24	15,5	2–5
5,5	210–470	9,0	40–95	12,5	8–19	16,0	2–4
6,0	170–370	9,5	35–75	13,0	7–15	16,5	1–3

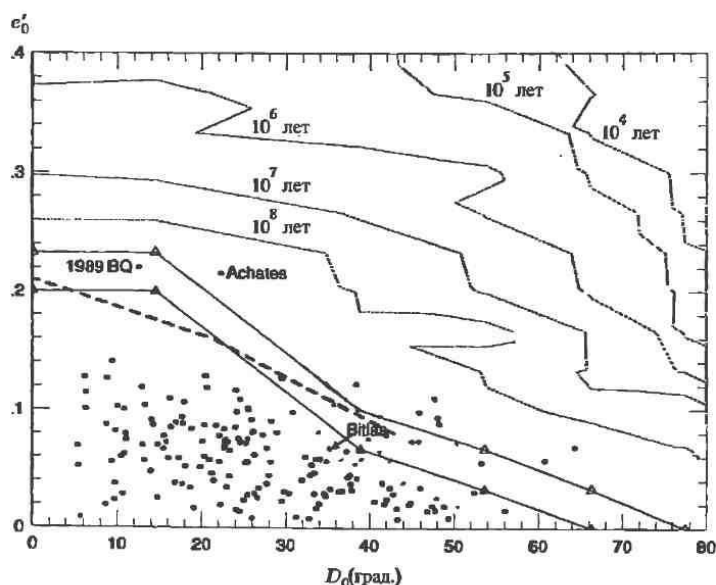


Рис. 1.10. Распределение известных троянцев Юпитера (точки) по начальной амплитуде колебаний D_0 (в град.) и по начальному собственному эксцентриситету (e'_0). Точечные линии указывают границы областей значений e'_0 и D_0 , при которых время жизни троянцев равно 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 и 10^8 лет, соответственно. Граница соответствующей области для 10^9 лет расположена между двумя сплошными линиями. Пунктирной линией указана аналитическая оценка Рабз. Подробнее смотри основной текст. Рисунок из работы Левисона и др. (1997)

линией указана аналитическая оценка Рабз. При расчетах учитывалось влияние планет-гигантов. На интервале $4 \cdot 10^9$ лет была исследована эволюция орбит 36 реальных троянцев около границы стабильности (жирные точки на рисунке соответствуют троянцам, для которых не проводилось интегрирование). Получено, что 21 орбита является нестабильной. Таким образом, вероятность покидания троянцем потока равна $(21/178)/(4 \cdot 10^9) = 2,9 \cdot 10^{-11} \text{ лет}^{-1}$ (на момент проведения этих расчетов было известно 178 троянцев). Только 1 % тел, покидающих поток, имеет перигелийное расстояние $q < 2,5$ а.е., при котором тела могут быть легко обнаружены. Если бы все покинувшие поток троянцы становились кометами, то они дали бы только 1 из 150 известных комет семейства Юпитера. Мазари и др. (1998) моделировали захват троянцев растущим Юпитером в присутствии газа.

Астроном Краковской обсерватории К. Кордылевский после десятилетних поисков в 1961 г. обнаружил два облака метеорной пыли, находящихся вблизи вершины равно-стороннего треугольника, в двух других вершинах которого находятся Земля и Луна. Позднее им были найдены космические облака, располагающиеся в вершине другого равностороннего треугольника с вершинами в Земле и Луне. Эти облака очень трудно наблюдать из-за их малой яркости. Размеры облаков сравнимы с размерами Земли, но их масса составляет всего 10^4 т.

Считается, что отдельные пылинки проводят в облаках продолжительное время, а затем покидают их. Новые частицы пыли, сталкиваясь с пылинками облаков, могут пополнять эти облака.

§ 6. Объекты, сближающиеся с Землей

В апреле 2000 г. было известно 965 астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ). АСЗ называются астероиды, перигелийные расстояния (т. е. минимальные расстояния от Солнца) которых меньше 1,33 а.е. Так как считается, что не все из этих астероидов пришли из главного астероидного пояса, то в последнее время вместо термина «АСЗ» чаще используется термин «ОСЗ» (объекты, сближающиеся с Землей). Первые ОСЗ (Амур и Аполлон) были открыты в 1932 г. Найдено 32 ОСЗ диаметром не менее 5 км, причем для двух из них (Эроса и Ганимеда) $d > 20$ км. Число ОСЗ диаметром больше километра оценивается около 1 500, а диаметром более 100 м — 135 000. Половина ОСЗ пересекает орбиту Земли, а вторая половина может пересечь эту орбиту через относительно небольшое время.

Выделяют три подгруппы ОСЗ: Аполлона (Apollos, $a > 1,0$ а.е., $q = a(1 - e) < 1,017$ а.е.), Амура (Amors, $a > 1,0$ а.е., $1,017 < q < 1,33$ а.е.), Атона (Aten, $a < 1,0$ а.е. и $Q = a(1 + e) > 0,983$ а.е.). В августе 1998 г. число тел в этих группах равнялось 260, 254 и 30, в июле 1999 г. — 363, 346 и 55, а в апреле 2000 г. — 452, 439 и 74, соответственно. Средние эксцентриситеты и наклонения для этих групп равны 0,53 и $14,2^\circ$, 0,415 и $15,2^\circ$, 0,44 и $15,2^\circ$, соответственно. Сокольский (1992) относит к ОСЗ также астероиды группы X ($Q < 1,02$ а.е.), короткопериодические кометы и метеорные потоки с крупными фрагментами. Здесь q и Q — соответственно, перигелийное и афелийное расстояния, a и e — большая полуось и эксцентриситет орбиты.

В табл. 1.6 приведены элементы орбит, диаметры d (в км) и типы некоторых ОСЗ (на 21 марта 1995 г.). Здесь a , e , i , Ω , ω и M — большая полуось (в а.е.), эксцентриситет, наклон, долгота восходящего узла, аргумент перигелия и средняя аномалия, соответственно. Значения углов приводятся в град. В таблицу включены 9 нумерованных астероидов и один объект этой группы, имеющий наибольший диаметр среди остальных астероидов, а также по 10 первых нумерованных аполлонцев и амурцев и объекты этих групп, имеющие диаметры не менее 5 км. У 16 обнаруженных ОСЗ диаметры не превышают 50 м (Ботке и др., 1996).

Согласно Везериллу (1988 а), Вейсману и др. (1989), трудно объяснить число объектов групп Аполлона и Амура и их орбиты (например, их средние наклонения, большие, чем в главном астероидном поясе), если рассматривать только астероидные источники. Поэтому значительная часть ОСЗ может приходиться на утасиные кометы. Представленные Андреевым и др. (1991) результаты исследований трансформации орбит малых тел под влиянием планет также свидетельствуют в пользу предложенного Эпиком (1963) кометного происхождения части ОСЗ и метеоритов. По мнению Везерилла (1991), для того, чтобы обеспечить современные наклонения орбит ОСЗ, объекты должны приходить из пояса Эджеверса—Койпера, а не из облака Оорта. Орбита астероида 3200 (Phaethon) почти совпадает с орбитой метеорного потока Геменид (Geminid), что указывает на кометное происхождение этого астероида (Бабаджанов, 1987; Стил, 1995 б). Бабаджанов (1996) рассмотрел более 50 астероидов, которые могут быть связаны с метеорными потоками. Исследования эволюции орбит ОСЗ (Фрешлэ и др., 1995) показали, что часть времени они находятся в вековых резонансах. По оценкам Рабиновича (1997 а), главный астероидный пояс способен обеспечить приток километровых ОСЗ, но значительная часть тел, сближающихся с Землей, диаметром менее 50 м пришла не из астероидного пояса. Средняя скорость столкновения астероида с Землей получена равной 20,8 км/с (Харис и Хюгес, 1994).

Число тел в астероидном поясе, диаметры d которых больше некоторой величины D , считается пропорциональным $D^{-\alpha}$. Для крупных астероидов главного пояса $\alpha = 2,09 \pm 0,1$ (Хюгес и Харис, 1994). Для астероидов радиусом в несколько километров α находится в интервале (2, 2,5), а для частиц, сталкивавшихся с Гаспррой (Gaspri) и имеющих диаметр от 20 до 60 м, $\alpha \approx 3,3$ (Фаринелла и др., 1994), т. е. для различных D значения α различны. Бейли (1994) предполагает, что для комет $\alpha = 2$. Для объектов, пересекающих орбиту Земли, $\alpha \approx 2$ (Фаринелла и др., 1994). Канаван (1993) показал, что для ОСЗ с $40 \text{ м} < d < 2 \text{ км}$ данные Моррисона указывают на частоту столкновений со степенным распределением при $\alpha = 2$. При $d < 40 \text{ м}$ он получил $\alpha = 3$. При столкновительном процессе дроблений α стремится к $(11/6 - 1)/3 \approx 2,5$ (Донани, 1969; Танака и др., 1996; 11/6 — это частотный индекс распределения масс).

Таблица 1.6

Орбиты некоторых объектов, сближающихся с Землей. Эпоха 2 449 800,5.
Значения a приведены в а.е., углы — в град., d — в км

Объект		a	e	i	Ω	ω	M	d	Тип
Группа Атона									
2062 Aten	1976 AA	0,9666	0,1826	18,93	107,99	147,82	299,11	1	S
2100 Ra-Shalom	1978 RA	0,8320	0,4365	15,75	170,24	355,95	104,33	4	C
2340 Hathor	1976 UA	0,8438	0,4499	5,85	210,93	39,83	3,31	0,5	CSU
3362 Khufu	1984 QA	0,9894	0,4686	9,91	151,97	54,84	345,56	1	
3554 Amun	1986 EB	0,9737	0,2804	23,35	358,01	359,34	308,42	3	
3753	1986 TO	0,9977	0,5147	19,81	125,70	43,62	67,79	5	
5381 Sekhmet	1991 JY	0,9474	0,2959	48,97	57,88	37,41	177,08	2	
5590	1990 VA	0,9853	0,2793	14,19	215,72	34,35	305,83	0,4	
5604	1992 FE	0,9270	0,4054	4,78	311,43	82,36	234,57	2	
	1989 VA	0,7286	0,5947	28,79	224,95	2,79	42,66	1	
Группа Амура									
433 Eros		1,4582	0,2229	10,82	303,71	178,60	161,38	20	S
719 Albert		2,5840	0,5393	11,24	183,96	155,07	42,87	2	
887 Alinda		2,4928	0,5594	9,27	110,09	349,81	136,26	5,4	S
1036 Ganymed		2,6597	0,5379	26,63	215,11	132,27	76,91	41	S
1221 Amor	1932 EA1	1,9196	0,4353	11,89	170,83	26,30	229,59	1	
1580 Betulia	1950 KA	2,1946	0,4901	52,12	61,68	159,31	289,57	7,6	C
1627 Ivar	1929 SH	1,8632	0,3967	8,44	132,61	167,41	291,73	7,0	S
1915 Quetzalcoatl	1953 EA	2,5362	0,5741	20,46	162,36	347,90	177,59	0,5	SMU
1916 Boreas	1953 RA	2,2731	0,4494	12,83	340,20	335,27	54,42	3	S
1917 Cuyo	1968 AA	2,1513	0,5039	23,94	187,77	194,26	259,00	6	
1980 Tezcatlipoca	1950 LA	1,7096	0,3649	26,85	246,03	115,29	313,20	13	SU
3122 Florence	1981 ET3	1,7685	0,4227	22,17	335,53	27,55	155,48	6	
3552 Don Quixote	1983 SA	4,2340	0,7141	30,78	350,02	316,59	121,87	18	D
3691	1982 FT	1,7743	0,2839	20,37	348,24	234,61	161,62	5	
4954 Eric	1990 SQ	2,0020	0,4481	17,47	358,12	52,01	188,99	12	
5324 Lyapunov	1987 SL	2,9591	0,6152	19,48	352,42	320,15	181,22	6	
5332	1990 DA	2,1635	0,4564	25,43	142,48	305,56	235,47	7	
5370 Taranis	1986 RA	3,3469	0,6318	19,01	177,19	161,11	142,58	5	
5587	1990 SB	2,3923	0,5483	18,09	189,88	86,19	110,92	7	
5646	1990 TR	2,1420	0,4375	7,90	13,61	335,37	162,24	5	
5751	1992 AC	2,1045	0,4211	16,05	121,12	25,13	5,32	8	
5836	1993 MF	2,4438	0,5319	8,03	240,43	74,78	154,67	6	
	1994 TW1	2,5912	0,5768	36,03	2,92	62,19	17,94	5	
	1991 NT3	1,8109	0,3041	13,86	286,78	292,75	226,14	5	
Группа Аполлона									
1566 Icarus	1949 MA	1,0780	0,8267	22,88	87,47	31,20	10,06	2	
1620 Geographos	1951 RA	1,2455	0,3354	13,33	336,65	276,74	191,54	2,3	S
1685 Toro	1948 OA	1,3670	0,4360	9,37	273,70	126,95	18,24	2	S
1862 Apollo	1932 HA	1,4711	0,5598	6,35	35,27	285,58	44,34	1,5	Q
1863 Antinous	1948 EA	2,2600	0,6062	18,41	346,84	266,91	280,57	2	SU
1864 Daedalus	1971 FA	1,4609	0,6146	22,17	6,09	325,43	126,42	3	SQ
1865 Cerberus	1971 UA	1,0801	0,4669	16,09	212,35	325,13	204,71	1	S
1866 Sisyphus	1972 XA	1,8933	0,5391	41,16	63,01	292,97	224,27	9,6	
1981 Midas	1973 EA	1,7761	0,6500	39,83	356,48	267,68	81,87	4	
2063 Bacchus	1977 HB	1,0779	0,3495	9,41	32,63	55,05	92,76	2	
2212 Hephaistos	1978 SB	2,1681	0,8335	11,77	27,75	208,36	82,17	5	SG
3200 Phaethon	1983 TB	1,2713	0,8901	22,10	264,87	321,83	23,14	5,2	F
4183 Cuno	1989 LM	1,9809	0,6369	6,76	295,17	235,22	321,88	5	
4197	1982 TA	2,2972	0,7727	12,20	9,50	119,23	182,29	5	
4953	1990 MU	1,6208	0,6569	24,42	77,42	77,38	167,94	5	
5131	1990 BG	1,4866	0,5700	36,38	109,83	135,69	242,65	6	
5143 Heracles	1991 VL	1,8338	0,7713	9,18	310,04	226,39	78,41	6	
6053	993 BW3	2,1474	0,5288	21,59	317,96	74,57	298,72	5	
	1992 HE	2,2402	0,5722	37,36	26,62	262,57	295,62	6	
	025 P-L	4,2089	0,8947	6,34	354,67	151,44	341,82	5	

Таблица 1.7

Моменты и минимальные расстояния тесных (до 0,05 а.е.) сближений небесных тел с Землей в 1998–2030 гг. Данные Гарвардского Центра малых планет (США)

Объект	Момент сближения	Расстояние (а.е.)	Объект	Момент сближения	Расстояние (а.е.)
(6037) 1988 EG	1998 Февр. 28,91	0,0318	1998 KJ17	2012 Май 27,39	0,0355
1998 HT31	1998 Май 8,85	0,0319	(4179) Toutatis	2012 Дек. 12,28	0,0463
1998 KJ17	1998 Май 30,92	0,0301	1988 TA	2013 Май 9,25	0,0411
1998 KY26	1998 Июнь 8,24	0,0054	1998 FW4	2013 Сент. 27,79	0,0075
1998 MV5	1998 Июнь 20,35	0,0151	(2340) Hathor	2014 Окт. 21,89	0,0482
1998 OP4	1998 Июль 27,30	0,0392	(3122) Florence	2017 Сент. 1,50	0,0472
1998 ML14	1998 Авг. 10,98	0,0181	1991 VG	2018 Февр. 11,87	0,0471
1998 QP	1998 Авг. 23,93	0,0119	1998 HLI	2019 Окт. 25,70	0,0416
1996 FG3	1998 Ноябрь 25,77	0,0384	1997 BQ	2020 Май 22,04	0,0416
(6489) Golevka	1999 Июнь 2,81	0,0500	1993 BX3	2021 Янв. 17,37	0,0473
(4486) Mithra	2000 Авг. 14,34	0,0465	(3361) Orpheus	2021 Ноябрь 21,81	0,0386
(4660) Nereus	2002 Янв. 22,52	0,0290	(4660) Nereus	2021 Дек. 11,57	0,0263
1998 FH12	2003 Июнь 27,22	0,0495	(7482) 1994 PC1	2022 Янв. 18,91	0,0132
1994 PM	2003 Авг. 16,59	0,0250	(7335) 1989 JA	2022 Май 27,60	0,0269
1998 FG2	2003 Окт. 21,77	0,0360	(6037) 1988 EG	2023 Авг. 23,35	0,0407
1996 GT	2003 Ноябрь 12,91	0,0479	1998 KY26	2024 Июнь 1,62	0,0309
(4179) Toutatis	2004 Сент. 29,57	0,0104	1997 QK1	2025 Авг. 3,41	0,0304
1992 UY4	2005 Авг. 8,39	0,0404	(3361) Orpheus	2025 Ноябрь 19,06	0,0379
(4450) Pan	2008 Февр. 19,93	0,0408	1997 NC1	2026 Июнь 27,48	0,0171
1991 VH	2008 Авг. 15,54	0,0458	1995 CR	2027 Февр. 19,77	0,0498
1998 CS1	2009 Янв. 17,79	0,0286	(4953) 1990 MU	2027 Июнь 6,95	0,0309
1994 CC	2009 Июнь 10,31	0,0169	1997 XF11	2028 Окт. 26,26	0,0064
1998 HE3	2012 Май 10,74	0,0340	1994 WR12	2030 Ноябрь 26,21	0,0180

Некоторые ОСЗ могут приближаться к Земле на сравнительно небольшие расстояния. В табл. 1.7 приведены моменты и минимальные расстояния (в а.е.) тесных (до 0,05 а.е.) сближений известных небесных тел с Землей в 1998–2030 гг., полученные в Гарвардском Центре малых планет (США). На www-сервере этого центра есть данные и о сближениях до расстояния, меньшего 0,2 а.е. Для сравнения: расстояние от Земли до Луны равно 0,0026 а.е. (384 400 км). Ни один из известных ОСЗ не приблизится к Земле на такое расстояние в ближайшем будущем. Однако большинство ОСЗ, даже диаметром более 1 км, нам неизвестно. Поэтому ведется интенсивный поиск таких объектов (Герелс и Ксанфомалити, 2000). В 1996 г. создан фонд «Космическая стража» (Spaceguard Foundation), призванный помочь защитить Землю от столкновений с астероидами и кометами и координировать программы поиска и физического изучения ОСЗ. НАСА поставило задачу в ближайшие 10 лет обнаружить 90 % ОСЗ диаметром более 1 км. В этом поиске участвуют следующие программы: Spacewatch в Аризоне (Kitt Peak Observatory), JPL/USAAF Near Earth Asteroid Tracking (NEAT) в Гавайях (Healeakala Crater, Maui), Lincoln Near-Earth Asteroid Research (LINEAR) в штате New Mexico (Socorro) и Lowell Observatory Near-Earth Objects (LONEOS) в Аризоне (Lowell observatory, Flagstaff). Европейская программа, посвященная поиску ОСЗ, называется EUNEASO. Она стартовала в 1992 г.

В современных условиях даже сравнительно небольшой метеорит, попавший в ядерный или химический объект, может стать причиной ядерного или химического заражения большой территории. Выпадение тел на океаны может сопровождаться цунами, а столкновение с Землей крупного объекта может вызвать глобальное изменение климата. Чтобы организовать защиту Земли от ОСЗ, нужно знать, в частности, распределение этих объектов по массам и элементам орбит. Состав ОСЗ зависит от места их формирования и должен быть известен для разработки методов противодействия столкновениям ОСЗ с Землей.

Характерное время жизни астероидов группы Аполлона, астероиды которой пересекают орбиту Земли, порядка 10 млн лет (по нашим оценкам, без нового притока за менее чем 10 млн лет число таких астероидов должно уменьшиться вдвое, в основном из-за выброса

на гиперболические орбиты), и эта группа должна была многократно обновиться за время существования Солнечной системы. Основными источниками ОСЗ являются астероидный и транснептуновый пояса. Некоторую роль могут играть также облака Оорта и Хилса и троянцы Юпитера. Изучение проблемы формирования астероидного и транснептунового поясов, облака Оорта и троянцев, а также миграции составляющих их объектов к орбите Земли позволяет лучше понять распределение тел в различных областях Солнечной системы (в том числе в окрестности орбиты Земли) по массам и элементам орбит. Поэтому материал, изложенный в главах III и VII, тесно связан с проблемой астероидно-кометной опасности.

§ 7. Выпадения небесных тел на Землю, кратеры

В этом столетии на территории России произошло два крупных выпадения небесных тел: во-первых, Тунгусский объект, который вызвал взрыв порядка 20 (10–40) мегатонн на высоте 5–8 км. Тунгусское явление произошло 30 июня 1908 г. в бассейне р. Подкаменная Тунгуска в Сибири. Считается, что оно было вызвано телом диаметром 60–70 м. В радиусе 30 км воздушной волной были повалены все деревья. Тела, подобные Тунгусскому объекту, способны уничтожить большой город.

В 1927 г. Леонид Алексеевич Кулик (1883–1942) организовал первую экспедицию на место падения Тунгусского объекта. В большинстве публикаций говорится о четырех экспедициях Кулика, но Кандыба (1998) установил, что их было восемь. После войны в этом районе работало большое число экспедиций. Однако не было найдено ни одного куса тунгусского метеорита, ни даже кратера.

Результаты исследований Тунгусской проблемы подытожены в работе Васильева (1998). Ряд авторов (Чайба и др., 1993; Секанина, 1998) высказываются в пользу того, что Тунгусский объект был каменным астероидом. Например, Светлов (1996, 1998) считает, что астероид разрушился на куски, меньшие 10 см, которые испарились в атмосфере. Однако, большинство исследователей придерживаются того, что это был осколок кометы (Бронштэн и Зоткин, 1995; Григорян, 1998; Колесников и др., 1998). В частности, Ашер и Стил (1998) считают Тунгусский объект фрагментом кометы Энке.

Второй крупный объект, выпавший на территории России, был поменьше. Это — Сихотэ-Алинский железный метеорит, упавший в Уссурийской тайге 12 февраля 1947 г. Его масса составляла десятки тонн. В воздухе тело распалось на множество кусков. На площади 2 км² было обнаружено более 100 воронок диаметром более метра. Самый большой кратер имел диаметр 26,5 м и глубину 6 м. За 50 лет найдено более 300 крупных осколков. Максимальный осколок весит 1745 кг, а суммарный вес собранного метеорного вещества — 30 тонн.

На порядок меньшую энергию, чем сибирская Тунгуска, имела так называемая Бразильская Тунгуска. Это падение произошло утром 13 августа 1930 г. в безлюдном районе Амазонки на границе с Перу в бассейне реки Сугаса (Хюге, 1996). Мощность взрыва достигала одной мегатонны тринитротолуола. Сообщение католического миссионера об этом событии было опубликовано в папской газете *L'Osservatore Romano* (The Roman observer) 1 марта 1931 г. В том же 1931 г. в советском журнале «Природа и люди» была опубликована статья Кулика. Однако на долгое время это падение было забыто.

Выпадение фрагментов кометы Шумейкера—Леви 9 (со скоростью 64 км/с) на Юпитер в июле 1994 г. тоже является примером столкновений небесных тел с планетами (Столкновение, 1996). Диаметры этих фрагментов достигали 0,5 км, а энергия их выпадения достигала 100 млн мегатонн на взрыв. В июле 1992 г. эта комета прошла в 15 000 км от Юпитера. В результате ядро раскололось на 17 кусков, которые через два года столкнулись с планетой.

В 1994 г. были рассекречены данные Пентагона с 1972 г. о наблюдениях вспышек в атмосфере Земли с орбиты спутника. Самое крупное событие (с выделением кинетической энергии в 40 килотонн) произошло 1 февраля 1994 г. в безлюдном районе Тихого океана. Наблюдались две вспышки на высоте 35 и 25 км. Тогда в газетах обвинили Южно-Африканскую республику в том, что она произвела атомный взрыв в атмосфере. Сейчас опубликованы американские данные, говорящие о том, что это был взрыв ледяного тела. В год регистрируется около 30 событий килотонной мощности.

На планетах, их спутниках и астероидах имеются кратеры — следы столкновений с небесными телами. На Земле они довольно быстро сглаживаются и не так многочисленны,

как, например, на Луне. На нашей планете найдено 120 кратеров. Для 33 из них $d > 5$ км и $T < 150$ млн лет, где d — диаметр, T — возраст (Монтанари и др., 1998).

Первым (в 1920-х) был идентифицирован Аризонский кратер (Barringer Meteor Crater, Каньон Дьявола, Аризона, США, $d = 1,2$ км, глубина — 175 м, $T = 49\,000$ лет). Диаметр тела, образовавшего этот кратер, оценивается в 40 м.

Крупнейший кратер на Земле — это Чиксулуб (Chicxulub, Yucatan Peninsula, побережье Мексики, $T = 65$ млн лет). По разным оценкам, его диаметр считается равным от 170 до 300 км (Шарптон и Марин, 1997). Мощность взрыва оценивается в 100 млн мегатонн. Кратер был вызван падением тела диаметром 10–15 км. При этом в атмосферу были выброшены миллионы тонн вещества. Сумерки, продолжавшиеся в течение полутода, вызвали похолодание. Погибло 50–70 % видов животных и растений, в том числе динозавры. Всего за последние 250 млн лет произошло девять вымираний организмов со средним временным интервалом, равным 30 миллионам лет (Бронштэн, 1987).

Метеоритные кратеры иногда называют астроблемами («звездные раны»). Среди импактных структур, выявленных на территории России, выделяются следующие астроблемы: Попигайская, имеющая диаметр 100 км и возраст 36–37 млн лет и находящаяся на севере Сибири, Карская (65 км, 70 млн лет) и Пучеж-Катунская (80 км, 175 млн лет) (Масайтис и др., 1994).

Результатам исследований кратеров посвящен № 1 Астрономического вестника за 1996 г., книги Мелоса (1989) и Ходжа (1994), сборник (Метеориты, 1998), а также большие статьи Нойкума и Иванова (1994), Гриве и Шумейкера (1994), Хартмана (1995) и Гриве (1997), Мелоса и Иванова (1999).

§ 8. Метеориты

Большинство тел (даже массой в несколько тонн), влетающих в атмосферу Земли, распадаются и испаряются в атмосфере. Только прочные метеориты, вошедшие со сравнительно небольшой скоростью в атмосферу Земли, достигают ее поверхности. При этом, большую роль играет и угол входа в атмосферу. Считается, что суммарная масса метеоритного вещества, выпадающего на Землю, составляет не менее 40 тыс. тонн в год.

Метеориты делятся на 4 основные группы: хондриты (enstatite = энстатитовые, forsterite, H, L, LL, carbonaceous = углистые), ахондриты (aubrites, chassigny, ureilites, diogenites, howardites, lunar, eucrites, shergottites, nakhlites, angrites), железные (hexahedrites, coarse octahedrites, medium octahedrites, fine octahedrites, ataxites) и железокремнистые (pallasites, mesosiderites). В скобках приведены названия подгрупп. В апреле 1994 г. число найденных неантарктических метеоритов приведенных выше групп составило 897, 22, 683 и 57, а антарктических метеоритов — 1385, 88, 35 и 11, соответственно (Волф и Липшутц, 1995).

Железные метеориты состоят, в основном, из никелистого железа (91 % железа, 8,5 % никеля и 0,6 % кобальта), а каменные — в основном, из силикатов железа и магния с примесями металлических железа и никеля (их состав различен для разных подтипов; по одним из данных, в среднем они содержат 36 % кислорода, 26 % железа, 18 % кремния и 14 % магния). Каменные метеориты по содержанию кислорода и кремния близки к земной коре, но металлов в них гораздо больше. Основной тип каменных метеоритов — хондриты, внутри которых есть округлые образования — хондры. Хондры состоят из того же вещества, что и весь остальной метеорит, и составляют до половины объема метеорита. Размеры хондр — от микроскопических до сантиметровых. Обыкновенные хондриты групп H, L и LL содержат соответственно 16–21 %, около 8 % и менее 8 % никелистого железа (Бронштэн, 1987). Вещество углистых хондритов считается наиболее близким по составу к первичному веществу допланетного облака. Темный цвет, за который они получили это название, им придает магнетит Fe_3O_4 . Эти метеориты встречаются довольно редко. Железо-каменные метеориты — это куски никелистого железа с вкраплениями зерен каменных минералов. Если расплавить вещество хондритов, то образуется две фракции: никелистое железо, близкое по составу к железным метеоритам, и силикатная фракция, близкая по составу к ахондритам. Поэтому считается, что эти два класса образовались при переплавлении хондритового вещества в недрах космических тел.

Считается, что в космическом пространстве преобладают каменные метеориты (80–90 % от общего числа), а железные метеориты имеют больше шансов добраться до поверхности Земли. Самый крупный из известных метеоритов, Гоба (Юго-Западная Африка), представляет собой глыбу весом в 60 т.

Космический возраст каменных метеоритов различных групп колеблется от 0,1 до 365 млн лет, причем большинство данных варьирует в пределах 2–25 млн лет (Соботович и Семененко, 1985). Согласно Бронштэну (1987), родительские тела неоднократно сталкивались с другими телами и меньшие возраста каменных метеоритов, чем железных, объясняются меньшей прочностью каменных метеоритов, которые не могли дожить до возраста в 100 млн лет.

Ориентировочные оценки размеров родительских тел метеоритов, согласно Бронштэну (1987), были порядка десятков километров, а по данным Соботовича и Семененко (1985) не превышали сотен метров. Педевет и Джейкс (1993) считают, что хондриты, вероятно, возникли в телах, больших, чем ядра современных комет. По мнению Вайдениллингера и др. (1998), хондриты образовались до планетезималей, а затем выпали на их поверхности. Многократное нагревание многих хондритов они объясняют тем, что первичные планетезималы время от времени дробились, а затем снова аккрецировались. Разброс в возрастах хондритов (имеется в виду возраст их формирования, а не космический возраст, когда они покинули родительское тело) показывает, как долго существовал протопланетный газ во время формирования первичных тел.

Подробнее о метеоритах можно почитать в работах Соботовича и Семененко (1985), Шора (1973), Додда (1981), Бронштэна (1987), Волфа и Липшутца (1995) и Богарда (1995). Согласно Бабаджанову (1987), в окрестностях Земли около 98–99 % метеорных тел, имеющих массы менее 100 г, имеют кометное происхождение. Бритт и др. (1992) показали, что спектральные вариации в коллекции метеоритов значительно шире, чем у астероидов. Эти авторы не обнаружили прямых метеоритных аналогов среди астероидов (В-, D-, F-, P- и T-типов) внешней части астероидного пояса.

Спектроскопические наблюдения, а также фотометрические и поляриметрические измерения большого астероида S-типа Геба (6 Hebe, $a = 2,425$ а.е., $e = 0,20$, $i = 14,8^\circ$) показывают (Миглиорини и др., 1997 а), что этот астероид может быть источником значительной части обыкновенных хондритов. Этим источником может быть и S-астероид Ирис (7 Iris, $a = 2,385$ а.е., $e = 0,23$, $i = 5,5^\circ$) (Миглиорини и др., 1997 б). Оба этих астероида находятся недалеко от резонанса 1 : 3.

Тела, сталкивающиеся с Марсом, могут выбивать с его поверхности в космос часть вещества. На Земле обнаружено 12 марсианских метеоритов. Группа марсианских метеоритов SNC получила такое обозначение от первых букв названий населенных пунктов Shergotty, Nakhla и Chassigny, вблизи которых нашли метеориты. Недавно в одном из марсианских метеоритов (ALH 84 001) обнаружили продолговатые структуры, которые напоминают остатки первых земных микроорганизмов, но меньше их в десятки раз. Однако, по мнению Галимова (1997), эти структуры более правдоподобно объясняются простыми неорганическими процессами. Ответить на вопрос о существовании жизни на Марсе помогут будущие полеты КА на эту планету и доставка образцов марсианских пород на Землю. Путем численного моделирования эволюции орбит Везерилл (1984), Пладман (1997), Пладман и др. (1996) изучали движение к Земле тел, выброшенных с поверхности Марса. Их расчеты согласуются с тем, что марсианские метеориты были выброшены с поверхности Марса за последние 15 млн лет. По этому возрасту найденные метеориты делятся на 4 группы: 0,6 млн лет (метеорит EETA 79 001), 3 ± 1 млн лет (5), 12 ± 1 млн лет (4), и 15 млн лет (ALH 84 001). По возрасту кристаллизации эти метеориты делятся на три группы: 180 млн лет, 1,3 млрд лет и 4,5 млрд лет (ALH 84 001). Метеорит ALH 84 001 выпал на Землю 13 тыс. лет назад. Возможно и выпадение лунных метеоритов на Землю (Пладман и др., 1995). Лав и Кейл (1995) считают, что некоторые метеориты могут доставляться даже с Меркурия, хотя не более 10^{-4} массы, выброшенной с Меркурия, достигнет Земли. Кроме Марса, жизнь может быть на Европе, которая является спутником Юпитера. Поверхность Европы представляет собой океан, покрытый толстым слоем льда.

§ 9. Объекты, пересекающие орбиты планет-гигантов. Кентавры

В зоне планет-гигантов обнаружено несколько крупных объектов. Те из них, которые не пересекают орбиту Юпитера, называются кентаврами (Centaurs). Большие полуоси a , эксцентриситеты e , наклонения i , перигелийные q и афелийные Q расстояния, диаметры d и абсолютные величины H 19 кентавров, известных 3 апреля 2000 г., приведены в табл. 1.8. Самыми крупными кентаврами являются Хирон (Chiron) и Фолус (Pholus). Первый кентавр

Таблица 1.8

Кентавры (Centaurs)

Объект		q (а.е.)	Q (а.е.)	a (а.е.)	e	i (град.)	H	d (км)
10199 Chariklo	2000 CO104	13,022	21,972	0,256	4,0	17,497	9,9	
	1999 XX143	10,189	26,690	0,447	6,6	18,440	8,5	
	1999 UG5	7,464	18,042	0,415	5,6	12,753	9,9	
	1999 TD10	12,296	191	0,879	6,0	102	8,7	
	1999 OX3	19,202	36,224	0,307	2,7	27,713	7,5	
	1999 JV127	10,719	22,729	16,724	0,359	25,5	10,4	
	1999 HD12	8,898	33,747	21,322	0,583	10,1	12,8	
	1998 TF35	17,878	37,300	27,589	0,352	11,6	9,5	
	1998 QM107	17,323	22,877	20,100	0,138	9,4	10,3	
	1998 BU48	18,466	32,426	25,446	0,274	16,6	7,4	
	1998 SG35	5,845	10,889	8,367	0,301	15,7	11,2	
	1997 CU26	13,077	18,369	15,723	0,168	23,4	6,5	
	1995 SN55	7,938	39,190	0,663	5,0	23,564	6,0	
	8405 Asbolus	1995 GO	6,834	29,190	18,012	0,621	17,6	60
10370	1995 DW2	18,857	30,901	24,879	0,242	4,2	8,0	70
	1994 TA	11,758	21,959	16,858	0,303	5,4	11,5	30
7066 Nessus	1993 HA2	11,815	37,177	24,496	0,518	15,7	9,6	60
5145 Pholus	1992 AD	8,658	31,777	20,217	0,572	24,7	7,0	190
2060 Chiron	1977 UB	8,450	18,790	13,620	0,380	6,9	6,5	180

(Хирон) был открыт в 1977 г. Период его обращения равен 51 году, а его диаметр — 180 км. Девит и др. (1996) считают, что общее число кентавров с абсолютной величиной $H \leq 9,5$ (диаметром ≥ 75 км при альбедо $\approx 0,04$) около 2 600 и на порядок больше, чем число таких астероидов в главном поясе. Они полагают, что суммарная масса кентавров порядка $3,5 \cdot 10^{-3} m_{\oplus}$. Считая среднее время жизни объектов, пересекающих орбиты Урана и Нептуна, равным 10 млн лет, Ирвин и др. (1995) и Девит и др. (1996) получили, что за время существования Солнечной системы популяция кентавров обновилась около 450 раз и из транснептуного пояса в нее поступило около $1,5 m_{\oplus}$ материала. По оценкам Джексона и Херона (1997), общее число кентавров с абсолютной величиной $H < 10,5$ (диаметром более 40 км) не превышает 2 000. Орбиты кентавров не стабильны. За время 10^4 – 10^6 лет Хирон может перейти на орбиту комет семейства Юпитера, а его медианное время жизни (до выброса на гиперболическую орбиту) оценивается в 1 млн лет (Хан и Бейли, 1990;

Таблица 1.9

Некоторые малые тела

Объект		q (а.е.)	Q (а.е.)	a (а.е.)	e	i (град.)	H
8373	1998 QJ1	2,131	22,856	12,494	0,829	23,7	16,5
	1997 MD10	1,536	52,448	26,992	0,943	59,1	16,0
	1997 GF3	1,780	4,359	3,070	0,420	42,2	17,5
	1996 PW	2,537	658	330	0,992	29,8	14,0
	1995 WL3	1,669	7,282	4,476	0,627	18,9	19,0
	1994 JC	1,644	5,114	3,379	0,513	30,9	15,0
	1991 YA	1,528	3,950	2,739	0,442	44,3	14,5
	1984 BC	1,626	5,358	3,492	0,534	21,4	16,0
	1992 AB	1,471	5,104	3,288	0,553	40,8	13,8
	1995 QY2	1,331	4,905	3,118	0,573	20,4	13,7
5335 Damocles	1991 DA	1,584	22,079	11,832	0,866	61,7	13,3
5164 Mullo	1984 WE1	1,807	5,481	3,644	0,504	19,8	13,1
944 Hidalgo	1920 HZ	1,964	9,556	5,760	0,659	42,6	10,77

Бейли и др., 1994). Дэвис и Фаринелла (1997) полагают, что за историю Солнечной системы существовало не менее 10^4 тел, подобных Хирону.

В табл. 1.9 приведены данные о некоторых малых телах Солнечной системы. Большинство из тел, представленных в этой таблице, пересекают орбиту Юпитера. Обозначения такие же, как и для табл. 1.8. Диаметр Гидальго (Hidalgo), открытого в 1920 г., считается равным 40–60 км (Олссон—Стил, 1987), а размеры Дамоклеса (5335 Damocles) значительно меньше: ~5–8 км (Бейли и Хан, 1992). Расчеты Накамуры и Ешикавы (1993) показали, что более 10 % времени орбита Гидальго пересекает орбиту Земли. Медианное время жизни Гидальго и Дамоклеса получено равным 0,3 млн и 1–3 млн лет, соответственно. Так как орбиты объектов абсолютно точно не известны, а небольшое изменение начальных элементов орбит может сильно изменить характер эволюции орбиты, то обычно рассматривают эволюцию нескольких орбит, близких к орбите рассматриваемого объекта. Если половина полученных значений времени жизни (до выброса на гиперболические орбиты) больше (а другая половина меньше) некоторого значения, то это значение и называется медианным временем жизни.

§ 10. Транснептунные объекты

Первый объект (1992 QB1) транснептунного пояса был обнаружен в 1992 г. на расстоянии 42 а.е. (Коувен, 1992). В 1993 г. было найдено еще несколько транснептунных объектов. В августе 1998 г. было известно 68 транснептунных объектов, в начале 1999 г. их было 90, а летом 1999 г. уже около 200. Большие полуоси a орбит 181 из первых 186 объектов находятся в интервале от 35,25 до 48,7 а.е., а у 5 объектов $a > 50$ а.е. В конце 1999 г. число известных транснептунных объектов с $a > 50$ а.е. (Scattered Disk Objects — SDOs) резко увеличилось и не стало четкой грани между SDOs и кентаврами. Например, у объекта 1999 TD $q = 12$ а.е., $Q = 191$ а.е. и $a = 102$ а.е. Поэтому кентавры и SDOs стали приводиться в одной таблице, а транснептунными объектами стали иногда называть объекты с $35 < a < 50$ а.е. В апреле 2000 г. было известно 255 таких объектов и 17 SDOs. Диаметры транснептунных объектов от 100 до 400 км, а их характерные массы $m \sim 5 \cdot 10^{-12} M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца. Звездные величины объектов ~22–24. В табл. 1.10 приведены большие полуоси a , эксцентриситеты e и наклонения i орбит и абсолютные величины H 84 (в том числе первых 68) транснептунных объектов. Среднее наклонение транснептунных объектов с $a < 50$ а.е. равно 8 град., а средний эксцентриситет равен 0,09. 35 % объектов, известных в 1998 г., так же как и Плутон, находясь в резонансе 3 : 2 с Нептуном. Они называются плутиноиды (Plutinos). Джевит и др. (1998) полагают, что реальная доля плутиноидов в зоне 30–50 а.е. меньше наблюдаемой и составляет 10–20 %. Транснептунный пояс часто называют поясом Койпера или поясом Эджевеса—Койпера (Edgeworth—Kuiper belt) по имени ученых, впервые предсказавших его существование (Эджеверс, 1949; Койпер, 1951). Логично включать в пояс Эджевеса—Койпера только объекты с $35 < a < 50$ а.е. и $e \leq 0,3$ –0,4.

По оценкам Уипла (1964), Фернандеза (1980) и Энеева (1979, 1980), сделанным еще до открытия первых транснептунных объектов, расстояния тел транснептунного пояса от Солнца, в основном, лежат в диапазоне от 40 до 60 а.е., а суммарная масса тел этого пояса $M_{\Sigma} \geq 10 m_{\oplus}$ ($m_{\oplus}$ — масса Земли). Хэмид и др. (1968) полагали, что $M_{\Sigma} \leq 1,3 m_{\oplus}$ при $a \leq 50$ а.е. Так как первые шесть объектов были найдены в области ~1,5 квадратных град., то Луу (1994) считала, что в транснептунном поясе находится не менее $2 \cdot 10^4$ таких объектов, а их масса $M \geq 0,03 m_{\oplus}$. Широкие обзоры работ по транснептунному поясу сделаны Вейсманом (1995), Джевитом (1999), Морбиделли (1999), Малхотрой и др. (2000), Фаринеллой и др. (2000). Стерн (1991) полагал, что диаметры наибольших объектов могут достигать 1 000 км, а Стерн (1995) рассматривал 35 000 тел радиусом более 100 км внутри 50 а.е. В его моделях общая масса диска, расположенного между 30 и 50 а.е., варьировалась между $0,07 m_{\oplus}$ и $0,42 m_{\oplus}$. На основании данных КА «Пионер 10» Андерсон и др. (1998) оценили массу пояса $0,1 m_{\oplus}$. В последнее время число объектов транснептунного пояса с массами порядка масс наблюдаемых объектов ($d > 100$ км) считается равным 70 000 (Джевит и др., 1996; Левисон и Дункан, 1997). Джевит и др. (1996) оценивали суммарную массу современного пояса $M_{\Sigma} \sim (0,06$ – $0,25) m_{\oplus}$ для $a \sim 30$ –50 а.е. Они считали, что реальная толщина пояса (средние наклонения тел) должна раза в три превышать наблюдаемую толщину.

Таблица 1.10

Трансплутные объекты. Значения a приведены в а.е., i — в град.

Объект	a	e	i	H	Объект	a	e	i	H
2000 CR105	675	0,940	22,8	6,1	1999 RZ214	87,187	0,574	20,3	7,9
2000 CP105	83,164	0,585	19,4	7,7	1999 RU214	95,528	0,682	4,2	7,3
1999 RZ215	105	0,706	25,5	7,8	1999 DP8	116	0,700	38,4	8,9
1999 RU215	58,042	0,396	19,8	7,3	1999 CG119	51,357	0,399	16,7	7,6
1999 RE215	58,35	0,464	1,3	6,5	1999 CZ118	110	0,656	27,8	7,8
1999 RD215	117	0,676	26,1	7,5	1998 XY95	64,685	0,421	6,7	6,1
1999 DG8	82,215	0,598	40,0	8,1	1999 CV118	56,532	0,387	5,5	7,4
1999 CY118	95,282	0,642	25,6	8,6	1999 CF119	115	0,687	19,7	7,4
1998 KS65	44,111	0,069	1,2	7,5	1996 KW1	46,602	0,0	5,5	7,0
1998 KR65	44,066	0,055	1,2	7,0	1996 KV1	45,134	0,109	8,1	7,5
1998 KG62	44,224	0,070	0,8	6,5	1995 YV3	39,555	0,224	0,4	8,5
1998 KY61	46,102	0,0	2,0	7,5	1995 WY2	46,600	0,125	1,7	7,0
1997 UG25	43,307	0,0	0,6	8,5	1995 QZ9	39,818	0,153	19,5	7,5
1997 UF25	44,891	0,0	1,2	9,0	1995 QV9	40,120	0,272	4,8	7,5
1997 TX8	39,312	0,186	9,0	8,5	1995 KK1	39,475	0,190	9,3	8,5
1997 SZ10	39,592	0,202	12,8	8,5	1995 KJ1	43,468	0,0	2,7	6,5
1997 RL13	44,516	0,0	5,7	9,5	1995 HM5	39,269	0,249	4,8	8,0
1997 RX9	41,613	0,033	30,0	8,0	1995 GY7	41,347	0,0	0,9	7,5
1997 RY6	41,360	0,0	12,4	7,5	1995 GA7	39,455	0,119	3,5	7,5
1997 RT5	41,961	0,080	12,7	7,0	1995 GJ	42,907	0,091	22,9	7,0
1997 QJ4	39,665	0,223	16,5	7,5	1995 FBZ1	42,426	0,0	0,7	7,5
1997 QH4	43,016	0,037	13,1	7,0	1995 DC2	43,879	0,069	2,3	7,0
1997 GA45	43,889	0,091	8,3	8,0	1995 DB2	46,410	0,137	4,1	7,5
1997 CW29	39,375	0,079	19,0	6,5	1995 DA2	36,257	0,071	6,6	8,0
1997 CV29	43,499	0,184	8,0	7,0	1994 VK8	42,979	0,025	1,5	6,5
1997 CU29	43,456	0,031	1,5	6,5	1994 TG2	42,448	0,0	2,2	7,0
1997 CT29	43,666	0,028	1,0	5,0	1994 TH	40,940	0,0	16,1	7,0
1997 CS29	43,774	0,006	2,3	5,0	1994 TG	42,254	0,0	6,8	7,0
1997 CR29	44,882	0,074	19,2	6,5	1994 TB	39,919	0,323	12,1	7,0
1997 CQ29	44,412	0,075	2,9	6,5	1994 JRI	39,285	0,115	3,8	7,5
1996 TS66	44,279	0,133	7,3	6,0	1994 JQ1	43,893	0,047	3,8	7,0
1996 TR66	42,716	0,224	12,3	7,5	1994 JV	35,251	0,0	18,1	7,0
1996 TQ66	39,766	0,130	14,6	6,5	1994 JS	42,119	0,217	14,1	8,0
1996 TP66	39,879	0,339	5,7	6,5	1994 GV9	43,468	0,058	0,6	7,0
1996 TO66	43,600	0,114	27,3	4,5	1994 EV3	42,652	0,048	1,7	7,0
1996 TL66	85,224	0,589	23,9	5,0	1994 ES2	45,540	0,113	1,1	7,5
1996 TK66	42,956	0,005	3,3	7,0	1993 SC	39,909	0,191	5,1	7,0
1996 SZ4	40,005	0,264	4,7	8,0	1993 SB	39,729	0,323	1,9	8,0
1996 RR20	39,906	0,179	5,3	7,0	1993 RP	39,329	0,114	2,6	9,0
1996 RQ20	44,236	0,108	31,6	7,0	1993 RO	39,640	0,206	3,7	8,0
1996 KY1	39,517	0,096	30,9	8,0	1993 FW	43,453	0,044	7,8	7,0
1996 KX1	39,543	0,097	1,5	8,5	1992 QB1	44,353	0,078	2,2	7,0

Большинство массы пояса должно быть сосредоточено в объектах диаметром более 100 км. Считается, что современная популяция малых тел образовалась, в основном, в результате дроблений более крупных тел. Дживит и др. (1996) полагают, что для тел пояса диаметром 100–400 км выполняется степенной закон распределения размеров тел $n(r)dr = \Gamma r^{-\alpha_n} dr$ с $\Gamma = \text{const}$ и $\alpha_n = 3$. Левисон и Стерн (1995) рассматривали те же значения $\alpha_n = \alpha + 1$ для объектов радиусом от 20 до 300 км. Стерн (1996б) исследовал модели трансплутного пояса с $\alpha_n = 11/3$ и $\alpha_n = 4$. Число тел диаметром $d > 1$ км считается порядка 10^{10} (Дункан и др., 1995; Левисон и Стерн, 1995; Дэвис и др., 1997) или 10^{11} (Дживит, 1999). Общее число кометоподобных тел в поясе Койпера оценивалось Маровым (1994) величиной $\sim 10^8$ при общей массе $M_2 \leq 0,002 m_\oplus$. На основании наблюдений с помощью телескопа Хаббла (The Hubble Space Telescope, HST) Кохран и др. (1995) сделали вывод, что при наклонениях $i < 12^\circ$ и $a \sim 40$ а.е. находится более $2 \cdot 10^8$ объектов размером с комету Галлея (радиусом 5–10 км) общей массой $0,02 m_\oplus$. Вейсман (1995) полагает, что в области от 45 до 10^3 а.е. может находиться 10^{13} объектов, суммарная масса которых равна нескольким сотням масс Земли.

В октябре 1996 г. был обнаружен объект 1996 TL₆₆ (зв. величина — 21), движущийся по сильноэксцентричной орбите ($a = 85$ а.е., $e = 0,6$, $i = 24^\circ$) дальше от Солнца, чем открытые

ранее транснептуновые объекты. Его диаметр $d \approx 500$ км (при альбедо 0,04). Луу и др. (1997) полагают, что существует около 10^4 таких объектов — SDOs (общей массой $0,5m_{\oplus}$), движущихся по сильноэксцентричным орбитам на расстоянии 40–200 а.е. от Солнца. Тружило и др. (2000) полагают, что общее число SDOs (в их работе они обозначены как SKBOs — Scattered Kuiper Belt Objects) с $d > 100$ км равно $3,1^{+1,9}_{-1,3} \times 10^4$, а суммарная масса SDOs $\sim 0,05m_{\oplus}$.

Под влиянием планет-гигантов некоторые тела транснептунового пояса могут увеличивать эксцентриситеты своих орбит и начать пересекать орбиту Нептуна (Торбетт и Смолюховский, 1990; Гладман и Дункан, 1990; Левисон и Дункан, 1993; Холман и Уиздом, 1993; Дункан и др., 1995). Фернандез (1980) первым высказал предположение, что транснептуновый пояс является источником короткопериодических комет.

На рис. 1.11 представлены результаты, полученные Холманом и Уиздомом (1993). Для начальных значений больших полуосей орбит a_0 (в а.е.) от 5 до 45 а.е. эти авторы исследовали времена T_P (в годах), за которые частицы, первоначально находившиеся на круговых орбитах, сближались с планетами на расстояние, равное радиусу соответствующей сферы действия ($r_s = R \cdot \mu^{2/5}$, где R — расстояние планеты от Солнца, а μ — отношение массы планеты к массе Солнца). Для каждого значения a_0 рассматривалось шесть начальных положений частиц на орбитах. Вертикальной чертой указано наименьшее значение T_P , а остальные пять значений помечены точками. При значениях a_0 , близких к значениям больших полуосей орбит планет, рассматривались движения около треугольных точек либрации. Эволюция орбит частиц за орбитой Нептуна исследовалась на протяжении 200 млн лет.

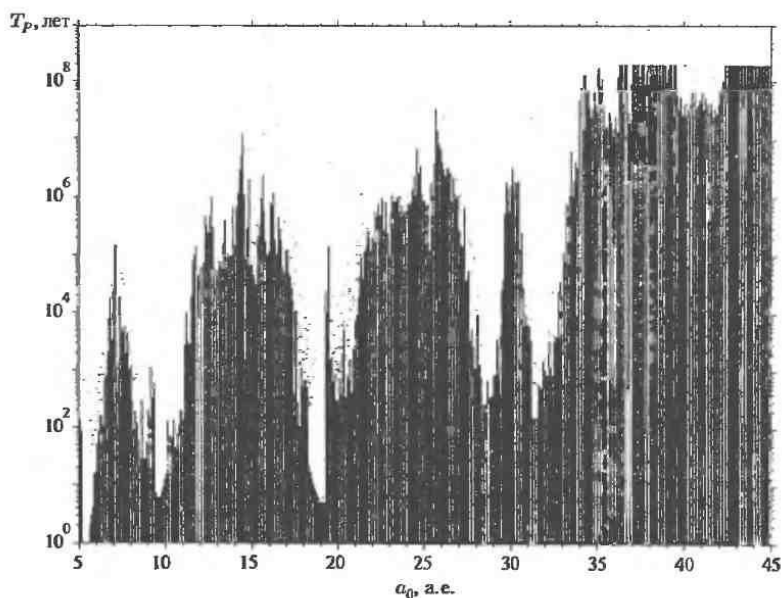


Рис. 1.11. Времена T_P (в годах), за которые частицы, первоначально находившиеся на круговых орбитах с большими полуосями a_0 (в а.е.), сближались с планетами на расстояние, равное радиусу соответствующей сферы действия. Вертикальной чертой указано наименьшее значение T_P для данного a_0 , а значения T_P для других пяти исходных положений частиц на орбитах помечены точками. Рисунок из работы Холмана и Уиздома (1993)

Дункан и др. (1995) для ряда исходных данных вычислили времена T_N до момента пересечения пробными объектами орбиты Нептуна. Так же, как и в работе Холмана и Уиздома (1993), учитывалось гравитационное влияние планет-гигантов. При интегрировании использовался симплектический метод (Левисон и Дункан, 1994). На рис. 1.12 для начальных значений a_0 (в а.е.) больших полуосей и эксцентриситетов e_0 орбит различной штриховкой указаны времена T_N , полученные при начальном наклонении $i_0 = 1^\circ$ и рассматриваемом

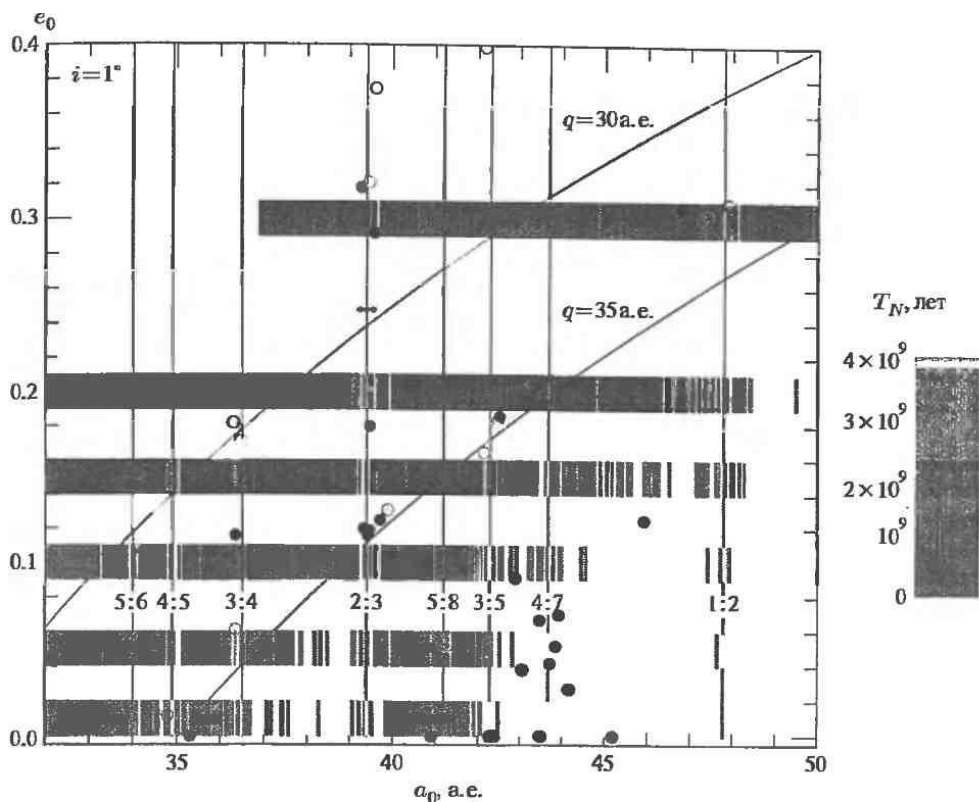


Рис. 1.12. Времена T_N (в годах) до момента пересечения пробными объектами орбиты Нептуна для начальных значений a_0 (в а.е.) больших полуосей и эксцентриситетов e_0 орбит при начальном наклонении, равном 1° , и рассматриваемом интервале времени, равном 4 млрд лет. Различная штриховка соответствует различным интервалам значений T_N . Темные кружки указывают, что орбиты реальных объектов нестабильны, а светлые — что они выжили за время T_N . Рисунок из работы Дункана и др. (1995)

интервале времени $T_0 = 4$ млрд лет. Кружки соответствуют реальным объектам: темные кружки — нестабильным объектам, а светлые — тем, которые выжили за время T_0 . На рис. 1.13 для начальных значений a_0 (в а.е.) больших полуосей орбит и начальных наклонений i_0 (в град.) различной штриховкой указаны времена T_N , полученные при начальном эксцентриситете, равном 0,01 (а), 0,05 (б) и 0,1 (в). Интегрирование в этом случае проводилось на интервале времени, равном 1 млрд лет.

§ 11. Облака Оорта и Хиллса

В 1950 г. датский астроном Оорт (Jan Hendrik Oort, 1900–1992) предположил, что источником комет с периодом $P > 200$ лет является сферически симметричное облако, располагающееся на расстоянии $(2-3) \cdot 10^4 - 10^5$ а.е. от Солнца. Это облако называют облаком Оорта. Считается (Уигерт и Трейман, 1999), что оно содержит $10^{12} - 10^{13}$ комет, движущихся по почти параболическим орбитам. Под действием проходящих около Солнца звезд и гигантских молекулярных облаков некоторые кометы облака Оорта устремляются внутрь Солнечной системы и становятся долгопериодическими кометами (Талкот, 1999). Считается, что основная масса облака Оорта образована планетезиалиями, выброшенными при аккумуляции планет (в основном, из зон питания Урана и Нептуна). Вейсман и Левисон (1997) считают, что 0,8 % массы облака могло прийти из зоны зоны $3,3 \leq a \leq 5,2$ а.е., а масса облака Оорта равна $16 m_\oplus$. Необычный объект 1996 PW ($a = 322$ а.е., $q = 2,54$ а.е., $e = 0,9921$, $i = 29,9^\circ$),

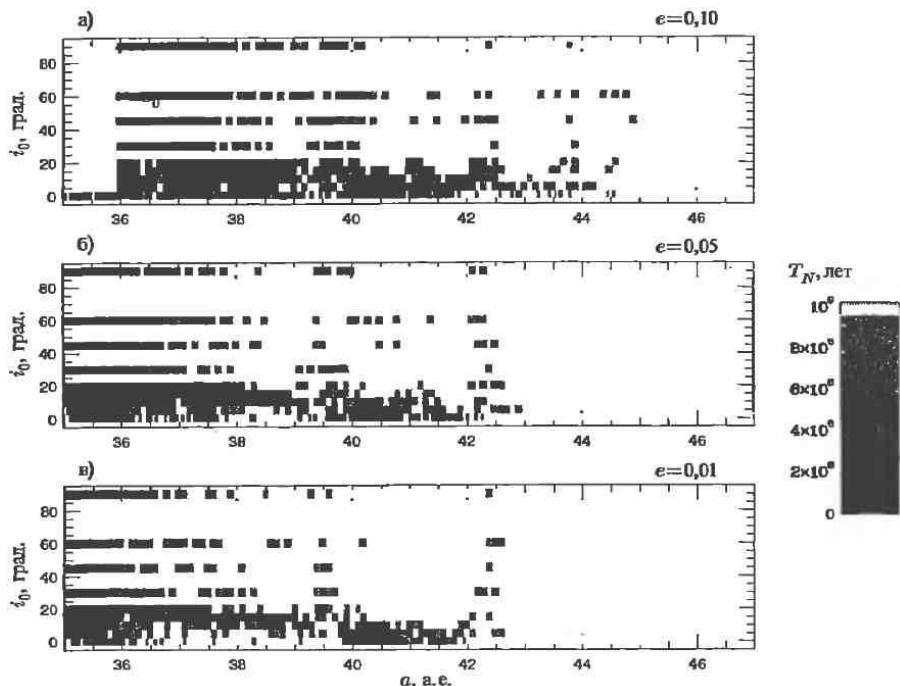


Рис. 1.13. Времена T_N (в годах) до момента пересечения пробными объектами орбит Нептуна для начальных значений a_0 (в а.е.) больших полуосей и наклонений i_0 (в град.) орбит при начальном эксцентриситете, равном 0,01 (а), 0,05 (б) и 0,1 (в). Рассматриваемый интервал времени равен 1 млрд лет. Различная штриховка соответствует различным интервалам значений T_N . Рисунок из работы Дункана и др. (1995)

не проявляющий кометной активности, может иметь астероидное происхождение, быть ядром «засохшей» кометы или троянцем. Объект похож на S- и D-астероиды и кометные ядра. Его диаметр $d \sim 8$ км при альбедо каменного астероида (0,15) и $d \sim 15$ км при типичном кометном альбедо (0,04). По мнению Эггера и др. (1997), часть (1–16 %) массы облака Оорта может приходиться на кометы, захваченные Солнцем.

Хиллс (1981) предположил, что внутри облака Оорта существует сравнительно плоское облако комет, которое подпитывает облако Оорта. Границу между облаком Оорта и этим плоским облаком он полагал равной $(1-2) \cdot 10^4$ а.е. и считал, что масса уплощенного облака, названного позднее облаком Хиллса, на два порядка больше массы облака Оорта. Согласно Бейли (1990), уплощенное облако Хиллса находится на расстоянии $10^3 \leq a \leq (2-3) \cdot 10^4$ а.е. Цицин и др. (1993) считают, что ансамбль реликтовых планетезималей начинается с астероидного пояса и простирается до внешней части облака Хиллса.

§ 12. Кометы

Кометы были известны в глубокой древности. Слово «комета» происходит от греческих слов «кометис» — длинноволосый и «коме» — волосы. Замечено и описано около 2 000 комет. На 1995 г. 878 комет были каталогизированы и их орбиты, по крайней мере, примерно, были определены. Из них 184 имеют период $P < 200$ лет и называются короткопериодическими. Когда граница между долгопериодическими и короткопериодическими кометами устанавливалась равной 200 лет, еще не были известны кометы с периодами между 160 и 250 годами. Буква «P» в обозначении кометы означает, что ее период $P < 200$ лет, а буква «D» — что орбита плохо известна или не наблюдалась на ожидаемых прохождениях.

Долгое время периодические кометы разбивались на четыре семейства, связанные с планетами-гигантами (например, семейство Юпитера и семейство Нептуна). Афелии комет

таких семейств лежат около орбит соответствующих планет. Пятому кометному семейству с афелийным расстоянием в 52 а.е. «не хватало» планеты.

В последние годы короткопериодические кометы ($P < 200$ лет) обычно (Крезак, 1994) делят на следующие группы: семейство Юпитера ($P \leq 20$ лет) и кометы Галлеевского типа (Halley-type comets, $20 < P \leq 200$ лет). Для семейства Юпитера среднее наклонение $i_{cp} = 10^\circ$ и кометы имеют прямые движения, а для комет Галлеевского типа $i_{cp} = 41^\circ$ и некоторые

кометы движутся в обратном направлении. В 1993 г. было известно всего четыре кометы с $20 < P < 50$ лет, в то время как семейство Юпитера насчитывало около 150 членов. Предел $P = 10^6$ лет отделяет старые долгопериодические кометы от новых. В соответствии с третьим законом Кеплера, такая классификация по P соответствует классификации по большим полуосям орбит $a \sim P^{2/3}$.

Другая классификация (Левисон и Дункан, 1997) основана на параметре Тиссерана: $2 < J < 3$ — семейство Юпитера; $J > 3$ и $a < a_J$ — кометы типа Энке (Encke-type); $J > 3$ и $a > a_J$ — кометы типа Хирона (Chiron-type), где $J = a_J/a + 2\sqrt{(1-e^2)a/a_J \cos(i)}$ — параметр Тиссерана, a_J — большая полуось орбиты Юпитера, a и i — большая полуось и наклонение орбиты кометы. Параметр J не разделяет кометы галлеевского типа, старые и новые кометы. В соответствии со значениями J , семейство Юпитера подразделяют на следующие группы: $2 < J < 2^{3/2} \approx 2,828$ (возможен выброс из Солнечной системы) и $2^{3/2} < J < 3$ (возможен захват на временную спутниковую орбиту). Классификации семейства Юпитера по J и P близки. Только 3 кометы имеют $P < 20$ лет и $J < 2$: P/Tuttle, P/Machholz, P/IRAS (все они имеют большие i). Для трех комет с малыми наклонениями и большими перигелийными расстояниями (1905 IV Kopff, 1957 VI Wirtanen и 1982 I Bowell) $J > 2$ и $P > 20$ лет.

Особое семейство составляют кометы, сближающиеся с Солнцем (sungrazing comets). Раньше такие кометы обычно наблюдались 4–5 раз в столетие. Однако с помощью КА, являющихся спутниками Солнца, малые члены этого семейства стали наблюдаться несколько раз в год. В перигелии такие кометы достигали 0,005 а.е. и меньше. Наблюдалось разрушение комет в перигелии при очень тесных сближениях. Представителем этого семейства является комета C/1843 D1 ($q = 0,0055$ а.е., $e = 0,999914$, $i = 144,3548^\circ$).

Рис. 1.14–1.15, взятые из работы Крезака (1994), иллюстрируют классификацию комет. На рис. 1.14 приведено распределение комет с хорошо известными орбитами по афелийному расстоянию Q (а) и по параметру Тиссерана J , вычисленному относительно Юпитера (б). Включены только кометы, орбиты которых хорошо известны. На нижней части рис. (а) приведены диаграммы, основанные на значениях $\log Q$ до входа комет во внутреннюю Солнечную систему, а в верхней части рис. (а) — после выхода из нее. На рис. 1.15 схематически изображено распределение и эволюция

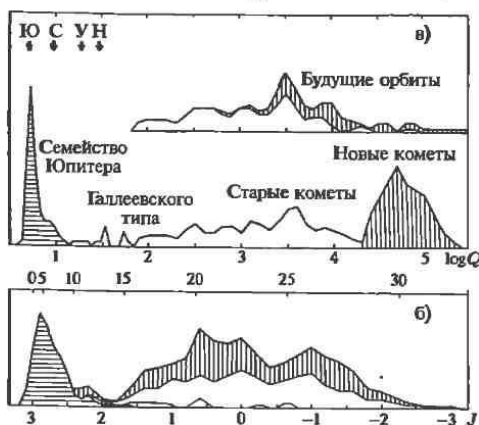


Рис. 1.14. Распределение комет с хорошо известными орбитами по афелийному расстоянию Q (а) и по параметру Тиссерана J , вычисленному относительно Юпитера (б). Рисунок взят из работы Крезака (1994)



Рис. 1.15. Схематическое изображение распределения и эволюции популяций комет в осях ($\log Q$, $\log q$). Рисунок взят из работы Крезака (1994)

популяций комет в осях ($\log Q$, $\log q$), где q — перигелийное расстояние. Стрелки указывают переходы между семействами комет.

Ядро кометы состоит из льдов (80 % — вода, остальное — твердая углекислота, именуемая «сухим льдом», метановый, аммиачный лед и другие замороженные газы), смешанных с каменным веществом. Размеры ядра даже у крупных комет не превышают десятков километров. На расстоянии ~ 5 а.е. от Солнца, когда температура верхнего слоя льда под действием лучей Солнца поднимается до -140°C , льды начинают испаряться. Сначала испаряются метан (CH_4), аммиак (NH_3), водород и циан (CN), а затем углекислота и вода. Образуется туманная газообразная оболочка кометы, или кома. Вместе с ядром она образует голову кометы размером 10^4 – 10^5 км. Под действием светового давления и корпускулярных потоков образуется хвост, направленный от Солнца. Пылевой хвост обычно имеет длину до 10 млн км и состоит из пылевых частиц, выброшенных из ядра покидающими его газами. Эта часть видна невооруженным глазом. Ионный хвост длиной до 100 млн км состоит из плазмы и вызван взаимодействием с солнечным ветром. Быстрое развитие хвоста кометы начинается при ее сближении с Солнцем примерно до 1 а.е. Некоторые яркие кометы достигали огромных размеров. Например, голова кометы 1811 I была больше Солнца, а у кометы 1882 II хвост простирался на 900 млн км. (т.е. 6 а.е.), а яркость самой кометы достигала звездной величины $-16^m.9$ (у Луны в полнолуние всего $-12^m.6$). О классификации хвостов комет можно прочесть в работе (Куликовский, 1971). Характерная масса кометы считается равной $\sim 10^{18}$ г, а среднее время активной жизни кометы составляет около 100–500 перигелийных проходов. При сближениях с планетами (особенно с Юпитером и Сатурном) кометы могут разрушаться. Кометы считаются первокирпичиками, из которых происходило образование планет. Поэтому их исследования представляют большой интерес. Большой обзор физических свойств и моделей комет сделан Маровым (1994).

Наиболее известной кометой является комета Галлея (1P/Halley). Английский астроном Галлей (Edmond Halley, 1656–1742) в 1705 г. впервые определил период ее движения вокруг Солнца и предсказал, что комета, наблюдавшаяся в 1531, 1607 и 1682 гг., появится в 1758 г. Последний раз комета Галлея наблюдалась в 1986 г., а следующий раз ее можно будет увидеть в 2061 г. Возвращения кометы Галлея к Солнцу можно проследить по летописям многих народов с 466 г. до н.э. Средний период кометы Галлея равен 76,9 года, однако вследствие возмущений от больших планет он менялся от 74,5 до 79,3 года. Наклонение орбиты $i = 162^\circ$, т.е. комета имеет обратное движение. Афелийное и перигелийное расстояния и эксцентриситет равны 35 а.е., 0,6 а.е. и 0,97, соответственно.

В 1986 г. комету Галлея исследовали 5 КА: «Вега-1», «Вега-2» (СССР), «Джотто» (ЕЭС), «Суисен» и «Сакагакэ» (Япония). Снимки, сделанные Вегой и Джотто, показали, что размеры ядра равны $16 \times 8,2 \times 8,4$ км. Размеры крупных ядер некоторых других комет приведены Маровым (1994) и Мак Фадденом (1994). Плотность ядра кометы Галлея оказалась низкой (около $0,1 \text{ г/см}^3$). Вероятно, оно очень пористое. Ядро кометы Галлея очень темное (темнее угля). Его альбедо равно 0,03. Это один из самых темных объектов в Солнечной системе. Ядро обтаивает на каждом витке примерно на 200 м.

В отличие от всех остальных комет, афелий кометы Энке (2P/Encke, $a^* = 2,2$ а.е., $e = 0,85$, $i = 12^\circ$, $Q = 4,1$ а.е., $d \approx 5$ –10 км) лежит довольно глубоко внутри орбиты Юпитера, а период этой кометы равен всего 3,3 года. Медианное время жизни кометы Энке оценивается $\sim 10^5$ лет, а время ее активной жизни $\sim 10^3$ – 10^4 лет (Везерилл, 1988 а). Поэтому, если эта комета не является уникальным явлением за время существования Солнечной системы, то раз в 10^3 – 10^4 лет одна из комет группы Юпитера должна переходить на подобную орбиту. Валсечи и др. (1995) исследовали эволюцию орбит, близких к орбите кометы Энке, и получили, что несколько сотен тысяч лет назад орбита этой кометы могла быть такой же, как и у других комет семейства Юпитера, а эксцентриситет ее орбиты возрастает до 1 при $t \sim 3 \cdot 10^5$ лет и $t \sim 5 \cdot 10^4$ лет.

Комета Биелы (3D/Biela 1846 II) наблюдалась 3 раза до того, как В. Биела (Wilhelm von Biela) обнаружил в 1826 г. ее периодическую природу. Она стала третьей периодической кометой после комет Галлея и Энке. В середине января 1846 г. комета распалась на две части. При следующем сближении с Солнцем (в 1852 г.) эти части были уже удалены друг от друга. 27 ноября 1872 г. вместо кометы наблюдался сильный метеорный поток (3000 метеоров в час).

В 1885 г. мощность потока была больше (15 000 в час). Потом она стала ослабевать: в 1892 г. — 6000 в час, а в 1899 г. — 150 в час. После этого поток не наблюдался.

Другим примером распада кометы является комета Виртанена (46P/Wirtanen), ядро которой в начале 1962 г. разделилось на две части. Суммарная масса этих частей была оценена в 10^{17} г. (Демин, 1975). Космический аппарат Rosetta должен будет вращаться вокруг ядра этой планеты в течение более 10 месяцев.

Недавно невооруженным глазом хорошо наблюдалась комета Хейла—Боппа (Hale—Bopp). Она была обнаружена 23 июля 1995 вне орбиты Юпитера (на расстоянии 7 а.е.) американцами Хейлом (Alan Hale) и Боппом (Thomas Bopp). Это одна из самых ярких комет. Она в 1 000 раз ярче, чем комета Галлея на том же расстоянии. Диаметр ее ядра больше среднего диаметра ядер комет и имеет порядок 25–30 км. Период осевого вращения равен 11,4 часа. Плоскость орбиты кометы почти перпендикулярна плоскости орбиты Земли. По оценкам, сделанным в ИТА РАН, при следующем возвращении в 3984 г. эта комета столкнется с Юпитером (Чурюмов, 1997).

Периодическая комета Свифта—Туттля (P/Swift—Tuttle, $a = 26,317$ а.е., $e = 0,9636$, $q = 0,958$ а.е., элементы даются на 4 декабря 1992 г.) является наибольшим известным телом Солнечной системы, орбита которой позволяет последовательные тесные сближения с Землей. Расчеты эволюции этой орбиты показали (Чамберс, 1995), что будущее кометы надежно известно до ее тесного сближения с Землей в 4479 г. После этого комета будет продолжать находиться в резонансе 1 : 11 с Юпитером, по крайней мере до 7000 г. Получено, что порядок вероятности столкновения с Землей после 4479 г. составляет $2 \cdot 10^{-8}$ за оборот.

В табл. 1.11 приведены перигелийные расстояния q (в а.е.), эксцентриситеты e и наклонения i (в град.) орбит некоторых комет. Отметим слабоэксцентричную орбиту кометы Швассмана—Вахмана I (29P Schwassmann—Wachmann I).

Таблица 1.11

Некоторые кометы

Название	q (а.е.)	e	i (град.)
P/Encke (2P)	0,333	0,849	11,91
P/Faye (4P)	1,656	0,568	9,05
P/Tempel 1 (9P)	1,499	0,519	10,54
P/Tempel 2 (10P)	1,482	0,523	11,98
P/Giacobini—Zinner (21P)	1,0337	0,706	31,86
P/Grigg—Skjellerup (26P)	0,997	0,664	21,10
P/Neujmin 1 (28P)	1,546	0,777	14,22
P/Schwassmann—Wachmann I (29P)	5,729	0,046	9,38
P/Tempel—Tuttle (55P)	0,977	0,906	162,49
P/Smirnova—Chernykh (74P)	3,550	0,147	6,65
P/Gehrels 3 (82P)	3,529	0,138	1,08
Hale—Bopp (C/1995 O1)	0,914	0,995	89,42
Lagerkvist (P/1996 R2)	2,610	0,310	2,60
Mueller (C/1997 D1)	2,248	1,0009	141,89
Tabur (C/1997 N1)	0,396	1,0001	85,96
SOHO (C/1998 J1)	0,153	1,0000	62,93

Йетис (1989), Фрэнк и др. (1986 а, б) полагают, что около Земли существует большое число малых снежных комет. Однако Десслер (1991) выдвинул серьезные возражения против существования большого числа таких комет.

Фрагменты кометы Шумейкера—Леви 9 выпали на Юпитер 16–22 июля 1994 г. Беннер и МакКиннон (1995) полагают, что не исключена возможность того, что раньше эта комета была троянцем. Выпадение кометы на Юпитер считается не частым событием. Расчеты эволюции орбит 165 известных короткопериодических орбит показали (Накамура и Эшикава, 1995), что одно выпадение происходит раз в 7 000 лет. Кари и Доунс (1996) рассмотрели эволюцию 49 000 фиктивных комет и получили 10 000 захватов на временные орбиты вокруг Юпитера

за $\sim 10^5$ лет. По их оценкам, одноклометровая комета выпадает на Юпитер раз в 30–500 лет (наиболее вероятный интервал равен 240 годам).

По оценкам Шумейкера и др. (1994), орбиту Земли пересекают около 40 активных комет семейства Юпитера диаметром более километра, а число угасших комет может быть в 10–20 раз больше. Авторы считают, что периодические кометы (активные и угасшие) ответственны примерно за 20 % земных кратеров диаметром более 20 км. Согласно расчетам Накамуры и Курахашы (1998), проведенным на интервале в 30 тыс. лет для 228 известных периодических комет (с периодом $P < 1000$ лет), вероятности столкновений кометы с Венерой, Землей, Марсом, Юпитером, Сатурном, Ураном и Нептуном за один год равны $4,0 \cdot 10^{-11}$, $5,0 \cdot 10^{-11}$, $5,7 \cdot 10^{-12}$, $4,5 \cdot 10^{-7}$, $8,6 \cdot 10^{-9}$, $2,4 \cdot 10^{-11}$ и $5,3 \cdot 10^{-12}$, соответственно. Эти авторы считают, что столкновение Юпитера с кометой диаметром в 1 км происходит раз в 500–1000 лет, а с Землей — раз в 2–4 млн лет.

Вейсман (1997) полагает, что средняя вероятность столкновения с Землей долгопериодической кометы, пересекающей орбиту Земли, равна $(2,2\text{--}2,5) \cdot 10^{-9}$ за одно прохождение перигелия, а средняя скорость столкновения равна 52 км/с. Аналогичные оценки получены Марсденом и Стилом (1994) и Стилом (1998). Примерно раз в миллион лет из-за столкновения с кометным ядром на Земле образуется кратер диаметром не менее 10 км, а раз в 16 млн лет происходит глобальное изменение климата. Стил (1998) получил, что средняя вероятность столкновения с Землей за один год астероида, пересекающего орбиту Земли, равна $5,08 \cdot 10^{-9}$.

Миграция комет от орбиты Нептуна внутрь Солнечной системы впервые исследовалась Е. И. Казимирчак-Полонской (1971). Левисон и Дункан (1994) численно моделировали эволюцию орбит реальных короткопериодических комет на интервале 10^7 лет. Учитывались все планеты кроме Меркурия и Плутона. Получено, что 91 % комет были выброшены на гиперболические орбиты, 1 % и 0,1 % столкнулись, соответственно, с Юпитером и Сатурном, а 6 % (включая комету Энке) были уничтожены из-за тесных сближений с Солнцем (sun-grazers). Медианное время жизни комет получено равным 0,45 млн лет (то есть, для одной половины комет время жизни больше, а для другой половины — меньше 0,45 млн лет).

Одним захватом почти параболических комет нельзя объяснить число комет семейства Юпитера (КСЮ) (Бейли, 1992), и основным источником КСЮ считается транснептуновый пояс. В работе Левисона и Дункана (1997) исследовалась эволюция орбит объектов, покидающих транснептуновый пояс. Медианное время жизни этих объектов получено равным 45 млн лет. 10 % объектов жили более 430 млн лет, а 5 % — более 10^9 лет. Стали видимыми кометами (с $q < 2,5$ а.е.) 30 %, причем 99,7 % из них принадлежали семейству Юпитера. Сравнивая наблюдаемое распределение орбит КСЮ с распределением, полученным при расчетах, авторы сделали вывод о том, что физические времена жизни КСЮ равны ~ 12000 лет. Основываясь на этом результате и на том, что обнаружено 110 активных видимых КСЮ с $H < 9$, они получили, что существует около $1,2 \cdot 10^7$ комет с $H < 9$ и $J > 2$, которые пришли из транснептунового пояса. По их оценкам, комета семейства Юпитера выпадает на Юпитер примерно раз в 400 лет, а на Землю — раз в 13 млн лет. Были выброшены 25 % рассматриваемых объектов, 68 % получили $a > 1000$ а.е., а 1,5 % столкнулись с планетами, в том числе 30 % с Нептуном, 33 % с Ураном, 13 % с Сатурном, 23 % с Юпитером. Среди объектов, получивших $q < 2,5$ а.е., 2 % столкнулись с Юпитером, 0,3 % с Сатурном и 1 % был уничтожен при тесных сближениях с Солнцем.

Расчеты Бейли и Емельяненко (1996) показали, что медианное время жизни комет галлеевского типа до их выброса на гиперболические орбиты равно 1 млн лет. Из 100 рассматриваемых ими пробных комет галлеевского типа 25 перешли за 1 млн лет на орбиты с периодом $P < 20$ лет. Многие рассматриваемые кометы имели $q < 0,5$ а.е. Среди полученных комет с $P < 20$ лет 11 имели прямые движения, а 18 — обратные. Пояс Эджеверса—Койпера — отличный источник КСЮ, но почти не производит комет галлеевского типа, которые пришли, в основном, из облака Оорта. Емельяненко (1992) получил, что часть своей жизни кометы находятся в резонансах с Юпитером.

§ 13. Метеорные потоки

Выброшенные при разрушении комет осколки и пылинки продолжают летать по орбите кометы, постепенно растягиваясь. Образуется поток метеороидов (meteoroid stream) — твердых объектов, движущихся по близким орбитам и имеющих значительно меньшие размеры,

чем астероиды, но значительно большие, чем атомы или молекулы. Если рой метеороидов встречается с Землей, то частицы роя нагреваются от трения о воздух в верхних слоях атмосферы и, ионизируя атомы и молекулы воздуха, заставляют их светиться, и мы можем наблюдать метеорные потоки (meteor showers). Свечение метеора (падающей звезды) происходит на высоте от 130 до 80 км. Продолжительность свечения — до 3–5 секунд. За сутки в атмосфере Земли вспыхивает $\sim 10^8$ метеоров ярче 5^m . Метеор 5-й звездной величины порождается частичкой массой 3 мг и диаметром 0,3 мм при ее гелиоцентрической скорости 50–60 км/с. При входе в атмосферу крупного тела мы наблюдаем болид — большой ярко светящийся шар с длинным следом, днем — темным, а ночью — тоже светящимся. Появление болида часто сопровождается шумом, свистом и грохотом. Яркие метеоры и болиды, ионизируя воздух, порождают слабо светящиеся следы, видимые на протяжении от нескольких секунд до нескольких минут. Болиды могут наблюдаться и днем и иногда могут сопровождаться выпадением метеоритов. Считается, что ежегодно в атмосферу Земли вторгается 10^7 льдистых тел общей массой 100 т. Цеплеха (1994) полагает, что большинство 10-метровых метеороидов являются кометными телами.

Метеоры, появляющиеся в одно и то же время из небольшого участка неба, называются поточными, а появляющиеся случайно и не связанные с потоками — спорадическими. Поточные метеоры кажутся вылетающими из определенного созвездия. Направление, из которого они вылетают, называется радиантом метеорного потока. Метеорный поток (звездный дождь) Леониды получил свое название от созвездия Льва, Персеиды — от созвездия Персея, Лириды — от созвездия Лиры.

Если рой метеороидов еще молодой, то частички роя сосредоточены в ограниченном объеме пространства и еще не успели рассеяться по орбите, и такие метеорные потоки наблюдаются раз в несколько лет. Более старые метеорные потоки можно наблюдать ежегодно, однако их активность может меняться, так как метеорные частицы в потоках неравномерно распределены вдоль орбиты. Под влиянием планет метеорные рои меняют свои орбиты и могут перестать пересекать орбиту Земли, и наоборот, другие ранее не наблюдавшиеся рои могут начать пересекать орбиту Земли. Около 30 % метеорных потоков прошлого века исчезло, но взамен появилось почти столько же новых.

В табл. 1.12 приведены некоторые данные (период активности, наблюдаемая скорость v , большая полуось a , перигелийное расстояние q и эксцентриситет e орбиты), характеризующие главные метеорные потоки. Эти данные взяты из работы Бабаджанова (1987) за исключением Урсидов, элементы орбит которых взяты из работы Бабаджанова и Обрубова (1992). Буква (Д) означает дневные потоки, которые исследовались с помощью радиолокационных наблюдений.

Таблица 1.12

Главные метеорные потоки (по П. Б. Бабаджанову)

Поток	Период активности	v (км/с)	a (а.е.)	e	q (а.е.)
Квадрантиды	1–4 января	41	3,08	0,683	0,977
Лириды	19–24 апреля	48	28	0,968	0,919
Эта-Аквариды	1–8 мая	65,5	13	0,958	0,560
Ариетиды (Д)	29 мая – 19 июля	39	1,7	0,94	0,09
Дзета-Персеиды	1–17 июля	29	1,6	0,79	0,34
Бета-Тауриды (Д)	24 июня – 6 июля	30	2,2	0,85	0,34
Южн. Дельта-Аквариды	21 июля – 15 августа	41	2,86	0,916	0,069
Сев. Дельта-Аквариды	15 июля – 18 августа	41	2,62	0,97	0,07
Альфа-Каприкорниды	15 июля – 20 августа	23	2,53	0,77	0,59
Южн. Иота-Аквариды	15 июля – 25 августа	35	2,36	0,912	0,208
Сев. Иота-Аквариды	15 июля – 25 августа	30	1,75	0,84	0,26
Персеиды	25 июля – 17 августа	60	28	0,965	0,953
Каппа-Цигниды	18–20 августа	26	3,09	0,68	0,99
Орioniды	18–26 октября	66	15,1	0,962	0,571
Южн. Тауриды	15 сентября – 26 ноября	29	1,93	0,806	0,375
Сев. Тауриды	19 сентября – 1 декабря	30	2,59	0,861	0,359
Леониды	14–20 ноября	72	11,5	0,915	0,985
Геминиды	7–15 декабря	35	1,36	0,896	0,142
Урсиды	17–24 декабря	33	4,0	0,76	0,968

Примерами ежегодных потоков являются Персеиды (Perseids), Геминиды (Geminids) и Квадрантиды (Quadrantids). В 1867 г. итальянский астроном Джованни Скиапарелли (Schiaparelli) первым установил связь орбиты Персеид с орбитой кометы Свифта—Туттля (Swift—Tuttle 1862 III).

У метеорных роев Леонид (Leonids), Андромедид (Andromedids) и Драконид (Draconids) основная масса метеороидов сосредоточена на коротких участках орбит, и соответствующие им метеорные потоки выпадают на Землю раз в несколько лет, зато являются более интенсивными. Метеорный поток Леонид известен почти 3800 лет. До конца XIX века он наблюдался каждые 33 года (в частности, в середине ноября 1799, 1833, 1866 гг.) в виде обильного звездного дождя. В 1899 и 1933 гг. поток как бы иссяк, но в 1965 г. он вновь начал усиливаться, а в 1966 г. стал очень мощным (150 000 метеоров в час). Поток Леонид порожден кометой Темпеля—Туттля 1866 I.

Комета Галлея является родоначальницей потоков Эта-Аквариды и Ориониды (η -Aquarids и Orionids). Исчезнувшая комета Биэлы породила рой Андромедиды (Andromedids). Метеорный поток Драконид (Draconids или Giacobinids) связан с кометой Джакобини—Циннера (P/Giacobini—Zinner, $P = 13$ лет). Таблица соответствия кометных потоков и их родительских тел приведена в работе Бабаджанова и Обрубова (1992). Данные наблюдений метеоров стекаются в Швецию (IAU Meteor Data Center, IAU MDC). Регулярно публикуются статьи, в которых представлены результаты моделирования различных кометных потоков.

У Лирид (Lyrids), наблюдающихся в середине апреля, распределение метеороидов вдоль орбиты роя является неоднородным. Поэтому интенсивность этого потока различна в различные годы. Родительским телом потока является комета 1861 I. По разным летописям, Лириды прослеживаются более, чем на 2600 лет назад.

Особенностью потока Квадрантид является короткий период активности (1–4 января). Сейчас наклонение i орбиты этого потока равно 72° , однако с периодом 3500 лет i меняется от $10,8^\circ$ до $73,8^\circ$, а перигелийное расстояние q — от 0,076 до 1,156 а.е. Комета, явившаяся родоначальницей этого потока, могла распасться, приблизившись к Солнцу. Ежегодно метеорные тела роя Квадрантид крупнее 10^{-3} г приносят на Землю около 500 кг вещества (Бабаджанов, 1987). Идентификация метеороидных потоков рассматривалась Валсеччи и др. (1999), Джопеком и др. (1999).

§ 14. Аккумуляция планет

Проблемы формирования планет давно волновали ученых. В XVIII веке французский граф Жорж-Луи Леклер де Бюффон считал, что гигантская комета вырвала из Солнца часть вещества, из которого образовались планеты. Процесс формирования планет в его модели занимал десятки тысячелетий, что противоречило библейскому сотворению мира за 5008 лет до рождения Христа. В 1755 г. будущий философ-идеалист Иммануил Кант опубликовал работу «Общая естественная история и теория неба», в которой полагал, что Солнце и планеты образовались из вращающегося облака пылевых частиц. Французский ученый Пьер-Симон Лаплас считал, что под действием центробежных сил вращавшаяся раскаленная туманность сплюснулась и от этого плоского облака стали отделяться кольца. Эти кольца распались на сгущения, которые объединились в планеты.

В 1905 г. американские ученые Ф. Мультон и Т. Чемберлин опубликовали гипотезу, согласно которой приближившаяся к Солнцу звезда вырвала из него часть газа, причем эти газы вылетели из Солнца не сплошной струей, а отдельными клубами. При конденсации клубов газа образовались небольшие твердые тела — «планетезимали», путем аккумуляции которых образовались планеты. В 1917 г. английский астроном Дж. Джинс считал, что вырванный из Солнца газ имел форму сигары, впоследствии распавшейся на отдельные сгустки, из которых сформировались планеты. Подробнее о различных космогонических гипотезах можно прочесть в книге Томилиной (1975).

В 1920–1930 гг. В. И. Вернадский пропагандировал, что Земля сформировалась «холодным способом», а источником теплоты на Земле является тепло, выделившееся при распаде радиоактивных элементов. Советская и российская планетная космогония во многом обязана О. Ю. Шмидту (1891–1956), который был ученым-энциклопедистом и прекрасным организатором. В возрасте 25 лет он опубликовал книгу «Абстрактная теория групп», а в 1929 г.

основал кафедру высшей алгебры в МГУ. При В. И. Ленине он был начальником Управления по продуктообмену Народного Комиссариата продовольствия (НКП), членом Коллегии НКП, председателем Кооперативной Комиссии при НКП, начальником Налогового Управления Наркомфина, руководителем Института экономических исследований, заместителем Председателя Главного Комитета Профессионально-Технического образования, а также руководил Государственным издательством. С 1924 г. по 1941 г. он был Главным Редактором Большой Советской Энциклопедии. Много усилий О. Ю. Шмидт отдал освоению Арктики на посту директора Арктического института и начальника Главного управления Севморпути. В 1939–1942 гг. он был вице-президентом АН СССР и развил на этом посту настолько бурную деятельность, что был снят с этого поста и отстранен от руководства Казанской группой учреждений АН СССР за подмену им президента АН СССР. После этого Шмидт начал активно заниматься планетной космогонией. В 1944 г. О. Ю. Шмидт опубликовал в «Докладах Академии наук СССР» первые две статьи, посвященные новой гипотезе формирования Солнечной системы. В 1949 г. вышло первое издание его работы «Четыре лекции о происхождении Земли». Второе издание было опубликовано в 1950 г., а третье (дополненное) — в 1957 г., через год после смерти. В 50-е годы в СССР регулярно проводились Всесоюзные совещания по вопросам космогонии и издавались их труды. В отличие от господствовавшего в то время представления об образовании планет из газовых сгустков, О. Ю. Шмидт считал, что планеты сформировались путем объединения холодных твердых тел. Модель первоначально холодной Земли оказала большое влияние на науки о Земле. Предположение О. Ю. Шмидта о захвате Солнцем протопланетной газопылевой туманности не получило особой поддержки. Сейчас общепринято совместное образование Солнца и допланетного облака. За рубежом американец Гарольд Юри с начала 50-х годов независимо отстаивал идею об аккумуляции планет из твердого вещества (из тел астероидных размеров), основываясь на физико-химических исследованиях структуры и состава метеоритов.

О. Ю. Шмидт заинтересовал своей моделью многих ученых. Гуревич и Лебединский (1950) определили размеры и массы планетезималей, образовавшихся при сжатии сгущений, на которые разбился протопланетный диск. Шмидт создал в Геофизическом институте АН СССР (ныне ОИФЗ РАН) Отдел эволюции Земли, который долгое время был основным мировым центром по планетной космогонии. Монография сотрудника этого отдела В. С. Сафронова (1969) и, в частности, ее английский перевод, опубликованный в 1972 г., до сих пор является настоящей книгой многих ученых, занимающихся проблемами формирования планет.

В настоящее время большинство космогонистов придерживаются следующей модели формирования планет из околосолнечного газо-пылевого облака:

- 1) пылевая компонента протопланетного диска опускается к центральной плоскости и, достигнув критической плотности, распадается на пылевые сгущения, которые сжимаются и образуют твердые тела — планетезимали;
- 2) планетезимали дробятся и объединяются при столкновениях. Образуются зародыши планет;
- 3) при достижении массой зародыша планеты-гиганта критической величины $\sim (5-10)m_{\oplus}$ газовая компонента протопланетного диска в зоне растущей планеты теряет устойчивость и выпадает на растущую планету за 10^4-10^5 лет;
- 4) вычерпывание и разбрасывание оставшихся планетезималей.

Остановимся подробнее на некоторых этапах формирования планет. О строении протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца можно прочесть в работах Макалкина и Дорофеевой (1995, 1996), а о формировании этого диска — в статьях Рузмайкиной и Маевой (1986) и Рузмайкиной и Макалкина (1989). Аналитическая модель солнечной туманности рассматривалась Степинским (1998). Модель, разрабатывавшаяся в ОИФЗ РАН, опубликована в книгах Сафронова и Витязева (1983) и Витязева, Печерниковой и Сафронова (1990), в которых можно найти многочисленные ссылки на журнальные статьи. Раз в несколько лет (последний раз в 1998 г.) проводятся международные конференции «Протозвезды и планеты» (Protostars and planets), по материалам которых издаются книги объемом порядка тысячи страниц.

Спусковым механизмом сжатия допланетного облака могла быть вспышка Сверхновой звезды. Считается, что момент количества движения облака, из которого образовалась Солнечная система, был равен $K \sim 10^{52}$ г·см²/с. При $K > 10^{53}$ г·см²/с образуется двойная или

кратная звезда, а при $K < 10^{51}$ г·см²/с — одинокая звезда без планетной системы. Облако содержало лишь 1–2% пылевых частиц. Из-за вращения оно уплощалось. Часть вещества выпала к центру, образовав звезду. Оставшаяся часть протопланетного околосолнечного облака, согласно Сафронову (1972), была порядка $0,05 M_{\odot}$ ($M_{\odot}$ — масса Солнца). Возрасты кристаллизации метеоритов (4,53–4,63 млрд лет) определяют возраст Солнечной системы. В качестве репрезентативного этот возраст принимается равным 4,57 млрд лет (Сафронов, 1987). По современным представлениям, потеря газового компонента при формировании планет связана с активным состоянием молодого Солнца в стадии Т Тельца с характерным временем 10^7 лет.

После увеличения пылевых частиц до 0,001–0,01 см (за $\sim 10^3$ оборотов облака вокруг Солнца) в облаке затухает турбулентность и частицы опускаются к центральной плоскости облака, образуя пылевую слой. Самые крупные частицы при этом вырастают до сантиметровых размеров. В пылевом слое образуются кольца, распадающиеся на сгущения. Сталкиваясь, сгущения объединяются и уплотняются. После увеличения массы $\sim$ в 100 раз они превращаются в твердые тела — планетезимали. Согласно Голдрейху и Уорду (1973), начальные размеры планетезималей в зоне Нептуна ~ 100 км, а в зоне планет земной группы ~ 1 км (массы $\sim 10^{18}$ г). Гринберг и др. (1984) считали, что первоначальные размеры большинства планетезималей в зоне Нептуна могли быть значительно меньше и, возможно, были порядка километра. Накагава и др. (1983) полагали массы начальных планетезималей в зоне планет-гигантов равными 10^{18} г. По оценкам Сафронова и Витязева (1983), начальные массы планетезималей были $\sim 10^{20}$ г в зоне Земли и достигали 10^{26} г в зоне Юпитера, 10^{27} г в зоне Сатурна и 3×10^{27} – 10^{28} г в зонах Урана и Нептуна. По нашему мнению, диаметры планетезималей, образовавшихся при сжатии сгущений в зоне планет-гигантов и транснептунового пояса, могли лежать в широких пределах от 1 до 1 000 км, и наблюдаемые объекты этого пояса образовались в основном не путем аккумуляции более мелких тел, а непосредственно при сжатии сгущений, как это предлагал Энеев (1980). Наряду с распадом на сгущения может быть и прямой рост тел. Вайденшиллинг (1995) высказал сомнение в том, что планетезимали образовались путем сжатия сгущений, и считал, что доминирующим механизмом роста тел всех размеров является столкновительная коагуляция. В модели Энеева и Козлова (1981 а–в) предполагается, что существовал какой-то механизм задержки сжатия сгущений и они объединились в гигантские разреженные протопланеты, которые, сжавшись, превратились в планеты.

В работах Гринберга и др. (1978, 1984), Накагавы и др. (1983), Спаут и др. (1991), Вайденшиллинга и др. (1997) моделировались начальные стадии эволюции диска планетезималей. Взаимодействие большого числа тел обычно учитывалось методом «частица в ящике», при этом рассматривались изменения функции распределения тел по массам и расстояниям от Солнца. Вайденшиллинг и др. (1997), наряду с этими функциями, рассматривал также отдельные наиболее крупные тела. Накагава и др. (1983) численно интегрировали уравнение коагуляции. Вайденшиллинг и др. (1997) моделировали аккрецию потока, состоящего из большого числа планетезималей в зоне земных планет, и получили опережающий рост («runaway») небольшого числа зародышей. Авторы, в частности, рассматривали эволюцию диска, первоначально располагавшегося на расстоянии 0,5–1,5 а.е. от Солнца общей массой $2m_{\oplus}$, и пришли к выводу, что после нескольких сотен тысяч лет большая доля массы содержалась в 100 телах, а через миллион лет двадцать одно наибольшее тело с массами более 10^{26} г содержали 88% массы. Конечные стадии эволюции Вайденшиллингом и др. не рассматривались. Дальнейшую эволюцию системы этих тел они предлагают исследовать путем численного интегрирования или методом Монте-Карло.

Путем численного интегрирования Кокубо и Ида (1995, 1996, 1998) и Ида и Макино (1992 а, б) исследовали эволюцию орбит различных гравитационно взаимодействующих планетезималей на начальной стадии аккумуляции в зоне планет земной группы. Они также получили опережающий рост (runaway growth) крупных планетезималей при малых случайных скоростях и малых радиальных (2 а.е.) движениях планетезималей. Кокубо и Ида (1998) сделали вывод, что рост протопланет из диска планетезималей происходит быстрее, чем планетезималей, но при этом меньшие протопланеты растут медленнее, чем крупные, а большинство планетезималей остаются небольшими.

Характерное время формирования планет земной группы, согласно В. С. Сафронову, равно 10^8 лет. Это время получено и при многих численных расчетах (Везерилл, 1980, 1985 б; Ипатов, 1982 б, 1987 а, 1993 а; Чамберс и Везерилл, 1998). Осуки и др. (1988) считают, что

газ диссипировал за время $\sim 10^7$ лет и аккреция планетезималей происходила в присутствии газа, что уменьшило эксцентриситеты планетезималей, и время формирования планет земной группы не превышало 10^7 лет. Траектории планетезималей в газе исследовались Кари и Лиссауэром (1995). Относительно большую плотность Меркурия Витязев (1991) объясняет срывом большей части силикатной оболочки прото-Меркурия в результате столкновения с крупным телом.

Моделирование эволюции дисков из сотен гравитирующих твердых тел, объединяющихся при столкновениях, соответствующей конечным стадиям аккумуляции в зоне планет земной группы, проводилось Коксом и Левисом (1980), Везериллом (1980, 1985), Ипатовым (1979б, 1981б, 1982б, 1987а, 1993а), Лекаром и Аазесом (1986), а в зоне планет-гигантов — Бариселли и Ашамаром (1980), Ипатовым (1983, 1984а, 1987б, 1991а, 1993а), Ипом (1989), Фернандезом и Ипом (1981, 1983, 1984, 1996), Левисоном и др. (1998), Брунини и Фернандезом (1999). В моделях Фернандеза и Ипа объединения тел происходило при сближениях до 4–5 и более радиусов. Поэтому, по нашему мнению, проведенные ими расчеты не отражают реальную эволюцию.

По оценкам Жаркова и Козенко (1990), Юпитер имеет следующий состав: масса ядра (ТКЛ) равна $5m_{\oplus}$, а остальная часть планеты состоит из газовой компоненты с массой $250m_{\oplus}$ и перемешанной с ней ТК- и Л-компонентами с общей массой $60m_{\oplus}$, где 1) газы (H_2 , He, Ne, ...) — Г-компонент, 2) льды (H_2O , CH_4 , NH_3) — Л-компонент, 3) горные породы и железоникель — ТК-компонент. Такое строение планеты хорошо согласуется с представлением о том, что огромная масса конденсата ($\sim 60m_{\oplus}$) была вычерпана на заключительной стадии ее формирования, а разбросанная масса планетезималей — порядка массы планеты. У Сатурна ТКЛ ядро составляет $10m_{\oplus}$, а в наружной Г-оболочке с массой $58m_{\oplus}$ растворено $18m_{\oplus}$ ТКЛ-компонента. Наружная оболочка Урана и Нептуна содержит $(1-1,5)m_{\oplus}$ Г-компонента и примерно столько же Л- и ТК-компонентов. О строении планет говорится также в работах Полака (1984), Жаркова и др. (1971), Жаркова и Трубицина (1980), Гудковой и Жаркова (1990), Жаркова и Гудковой (1991), Гилота (1999), Гилота и др. (1997).

Считается, что медленная аккреция газа начинается при массе ядра планеты $\sim (2-3)m_{\oplus}$, а быстрая — при $10m_{\oplus}$. За 200 лет Юпитер мог вырасти до $50m_{\oplus}$, а общее время аккреции равно $\sim 10^4-10^5$ лет.

Жарков и Козенко (1990) и Жарков (1993) считают, что Уран и Нептун приобрели свои водородные оболочки, когда они находились гораздо ближе к Солнцу, чем сейчас. Результаты расчетов, проведенные Ипатовым (1991а, 1993а), показали, что под влиянием планетезималей, мигрировавших из зон питания Урана и Нептуна к Юпитеру, почти сформировавшиеся Уран и Нептун могли мигрировать от орбиты Сатурна до современных орбит, двигаясь все время по слабоекцентричным орбитам.

Столкновения небесных тел не всегда заканчиваются их объединениями. Результаты исследований разрушений сталкивающихся тел представлены, в частности, в (Мизутани и др., 1990; Накамура и др., 1992; Паоличи и др., 1996; Корделли и Фаринелла, 1997; Рيان и Мелощ, 1998; Иблин и др. 1998). Катастрофическим разрушением малых тел Солнечной системы посвящен один из номеров (V. 42, № 12, 1994) журнала «Planetary and Space Science» и выпуск (V. 142, № 1, 1999) журнала Icarus. Вурм и Блум (1998) провели эксперименты по объединению пылевых агрегатов при малых скоростях встреч. Дэвис и др. (1994) моделировали столкновительную эволюцию астероидного пояса и получили, что для тел диаметром более 200 км распределение тел по массам сильно не менялось. Александер и Агнер (1998) моделировали эволюцию плоского диска, первоначально состоявшего из 40 гравитирующих тел в зоне аккумуляции Земли, с учетом дроблений тел (число осколков достигало 1000) и пришли к выводу, что присутствие небольших осколков слабо влияет на рост и эволюцию орбит крупнейших тел. Подробнее о результатах столкновений небесных тел говорится в § 2 главы VII.

При исследовании пролетов планетезималей вблизи планет следует иметь в виду, что они могут разрушаться внутри зоны Роша (Roche limit). В 1847 г. было показано, что бесконечно малый жидкий спутник (плотности ρ), вращающийся около твердой массивной планеты (массы m) по круговой орбите, не может быть в равновесии, если радиус орбиты меньше, чем $r_{\text{Roche}} = 1,523(m/\rho)^{1/3}$. Если тело, особенно прочное, находится в зоне Роша непродолжительное время, то оно будет разрушаться на расстоянии, меньшем радиуса сферы

Роша (Зиглина, 1978; Мизуно и Босс, 1985; Добровольский, 1990; Босс и др., 1991; Сридхар и Тремейн, 1992; Ричардсон и др., 1998).

Некоторые статьи содержат большие аналитические выкладки и посвящены изучению распределения скоростей и масс в диске планетезималей (Сафронов и Звягина, 1969; Бадж и Пеллат, 1990, 1991, 1993; Зиглина, 1995) и конечной стадии аккреции планет (Хорелт, 1985). Аналитические оценки показали, что среднеквадратичные значения эксцентриситета и наклона орбиты растущей планеты связаны соотношением $e \approx 1,6i$ (Витязев и др., 1990), а для гравитирующих тел $e \approx 1,4i$ (Накагава и др., 1983) и $e \approx 1,8i$ (Зиглина, 1995). Диск сталкивающихся частиц стремится к состоянию, когда $e \approx 2i$ (Отсуки, 1992). При численных расчетах эволюции дисков гравитирующих тел, представленных в работах Иды и Макино (1992 а, б) и Кокубо и Иды (1995), отношение e/i , в основном, лежало в интервале 2–2,5, но в отдельных вариантах расчетов было в интервале 1,9–2,7. Вайденишпинг и Дэвис (1985) исследовали захват планетезималей на резонансные орбиты в присутствии газа. Принцвейг и Лиссауэр (1990, 1992) проводили расчеты аккреции планет из диска планетезималей. Вучтерл (1991 а, б) изучал гидродинамику формирования планет-гигантов.

Считается, что осевые вращения небесных тел вызваны падавшими на них телами. Подробная проблема формирования осевых вращений планет обсуждается в разделе 4 главы V. В октябре 1981 г. в Москве прошло рабочее совещание по проблеме происхождения осевых вращений планет.

Многие авторы (например, Сафронов и Зиглина, 1991) считают, что планетезимали, залетающие из зоны Юпитера в зону астероидного пояса, увеличили эксцентриситеты и наклонения орбит астероидов и вывели большинство из них (эти же планетезимали помешали сформироваться массивному Марсу). Кроме того, в ходе формирования планет-гигантов большая полуось орбиты Юпитера уменьшалась из-за выброса Юпитером планетезималей и смещавшиеся резонансы могли пройти по большей части астероидного пояса, выбрасывая астероиды. Расчеты Брунини (1998) показывают, что некоторые астероиды могли приобрести $i > 15^\circ$ и $e > 0,3$ даже под влиянием планет-гигантов. В этих расчетах более половины астероидов достигли орбит планет за 10^9 лет. По мнению Иды и Лина (1996), в очистке астероидной зоны вне 3,2 а.е. сыграло также роль сопротивление газа. Очистке зоны 3–5 а.е. посвящена и работа Лиоу и Малхотры (1997).

Одна из моделей образования Луны и других спутников называется ко-аккреция. В этой модели считается, что около планеты образовался протоспутниковый рой, пополнявшийся пролетающими сквозь него телами. Из этого роя и сформировались спутники планет (Рускол, 1960, 1963, 1971, 1975, 1991; Сафронов и др., 1986; Печерникова и Витязев, 1984; Витязев и др., 1990; Печерникова, 1994; Магни и др., 1990).

Считается, что замедление вращения Меркурия и Венеры солнечными приливами привело к выпадению спутников. Зона Марса подвергалась влиянию тел из зоны Юпитера, что воспрепятствовало формированию крупных спутников Марса. Спутниковые рои Юпитера и Сатурна формировались в присутствии газа. Брунини (1996) изучал временный захват на спутниковые орбиты в рамках круговой ограниченной задачи трех тел.

Камерон и Бенз (1991), Слэтери и др. (1992) развивают теорию мега-импакта, согласно которой на планеты выпадали тела, массы которых иногда превышали 10 % массы планеты. В частности, массы тел, выпадавших на Землю, в моделях Камерона и Бенза составляли 0,14, 0,16 и 0,25 от массы Земли. Ядро выпадающего тела проходит через мантию Земли. При этом верхняя часть мантии очень сильно нагревается и даже испаряется. Происходит потеря первичной земной атмосферы. Масса тела, выпавшего на Уран, рассматривалась равной $(1-3)m_\oplus$. Кануп и Эспозито (1996) и Ида и др. (1997) исследовали формирование Луны из диска, образовавшегося при столкновении с Землей тела размером с Марс. Тонкс и Мелош (1992) изучали формирование ядра при мега-импактах.

В 1984 г. американские астрономы Б. Смит и Р. Террил обнаружили первую протопланетную систему около звезды β Живописца (β Pictoris). Радиус пылевого диска составляет около 400 а.е., а звезда находится на расстоянии 16 пс (парсек — это расстояние, соответствующее параллаксу, равному одной секунде; он равен 206 265 а.е. или 3,263 светового года) от Солнца. Обзор публикаций, посвященных β Pictoris, сделан Видалом-Мадьяром и др. (1998). Планетные системы обнаружены и у других звезд (Волцзан, 1997; Марси и др., 1997; Пил, 1997; Тутуков, 1998; Марри и др., 1998). В табл. 1.13 приведены данные о некоторых планетах

Некоторые планеты (коричневые карлики) около других звезд

Звезда	Масса, в массах Юпитера	Большая полуось, в а.е.	Период, в днях	Эксцентриситет
51 Peg	0,47	0,05	4,23	0,0
ν And	0,68	0,057	4,61	0,15
55 Cnc	0,84	0,11	14,65	0,05
55 Cnc	> 5?	> 4	> 8 лет?	
ρ CrB	1,1	0,23	39,6	0,03
16 Cyg B	1,5	0,6–2,7	804	0,67
Gliese 876	2,1	0,2	61	0,27
47 UMa	2,8	2,1	3,0	0,03
14 Her	3,3	2,5	1600	0,35
τ Boo	3,87	0,046	3,3	0,02
70 Vir	6,6	0,43	117	0,4
HD 11 4762	10	0,3	84	0,25

(коричневых карликах), движущихся вокруг других звезд и имеющих массы не более $13m_J$, где m_J — масса Юпитера. Эти звезды находятся на расстоянии 4,7–28 пс. В окрестностях других 11 звезд найдены планеты с массами от $13m_J$ до $60m_J$. Около пульсара PSR 1257 + 12 (300 пс) найдены 4 планеты с массами (точнее это значения $m \sin i$) равными 0,015, 3,4, 2,8 и ~ 100 масс Земли, большими полуосями 0,19, 0,36, 0,47, ~ 40 а.е. и периодами 25, 67, 98 дней и ~ 170 лет, соответственно. Эксцентриситеты первых трех планет не превышают 0,03. У пульсара PSR B1620–26 (3,8 кпс) есть спутник, для которого $0,24 < m \sin i / m_J < 12$ и $a = 38$ а.е. Данные о других планетных системах менее надежны. Проводятся конференции, целиком посвященные планетным системам у других звезд. Однако до сих пор есть скептики, которые утверждают, что наблюдаемые изменения блеска можно трактовать не как вызванные наличием планет, а по-другому.

Глава II

Эволюция двух близких гелиоцентрических орбит гравитационно взаимодействующих тел

Введение

В настоящее время опубликовано значительное число работ (Арцимович, 1987; Вайден-шиллинг и Девис, 1985; Вейсман и Везерилл, 1974; Везерилл и Кокс, 1985; Берн, 1973; Гладман, 1993; Гладман и Дункан, 1990; Голдрейх и Тремейн, 1982; Гринберг и др., 1988, 1991; Гринцвейт и Лиссауэр, 1990; Дермот, 1981 а–б; Доул, 1970; Дункан и др., 1989; Ида, 1990; Ида и Наказава, 1989; Ипатов, 1978 а, 1979 а–б, 1981 а, 1988 г, 1993 ж, 1994 а, з, ж; Киладзе, 1986; Маркеев, 1978; Хагихара, 1972; Хазегава и Наказава, 1990; Хайяши и др., 1976 б; Лиссауэр, 1993; Лиссауэр и Кэри, 1991; Миккола и Инанен, 1990, 1992; Милани, 1993; Милани и Нобили, 1985; Нишида, 1983; Петит и Хенон, 1986; Рейбе, 1961, 1962; Себекей, 1982; Таникава и др., 1991; Уиздом, 1980; Цанг-уин и Лин, 1992; и др.), в которых исследуется эволюция орбит двух гравитационно взаимодействующих тел, движущихся вокруг массивного центра по близким орбитам. Одним из типов взаимодействий таких тел является движение около треугольных точек либрации. В современной Солнечной системе примерами небесных тел, движущихся около этих точек, являются троянцы Юпитера и аналогичные «троянцы» для других планет (например, астероид 1990МВ, являющийся «марсианским троянцем» (Миккола и Инанен, 1992)), а также спутники Сатурна Янус (1980S1) и Эпиметей (1980S3), Диона и Елена (1980S6), Тефия, Телесто (1980S13) и Калипсо (1980S25), находящиеся между собой в резонансе 1 : 1 (Насонова, 1991; Голдрейх и Тремейн, 1982).

Изучение эволюции пересекающихся орбит тел позволяет оценить взаимное гравитационное влияние тел астероидного и транснептунового поясов и возможность их миграции к орбитам планет. Ряд тел, мигрирующих в Солнечной системе, в течение некоторого интервала времени может пересекать орбиту только одной из планет и их взаимодействие с этой планетой можно рассматривать в рамках задачи трех тел. Например, некоторые астероиды пересекают орбиты только Марса или только Земли.

Исследования взаимодействия двух близких планетезималей, являющегося элементарным процессом в протопланетном диске, позволяют лучше понять процесс эволюции этого диска, оценить зоны питания протопланет и влияние планетезималей на эволюцию близких орбит других планетезималей. Эти исследования использовались также при оценках скорости аккреции планет (Гринберг и др., 1982, 1988) и формирования их осевых вращений (Ипатов, 1981 в, г; Киладзе, 1986; Лиссауэр и Кэри, 1991; Таникава и др., 1991). На основе таких исследований мы планируем разработать алгоритм приближенного учета гравитационных взаимодействий планетезималей в диске, состоящем из большого числа тел.

В настоящей главе приводятся результаты исследований взаимодействий двух материальных точек (МТ), движущихся вокруг массивного центрального тела — Солнца по первоначально близким орбитам. Взаимное гравитационное влияние МТ учитывалось путем численного интегрирования уравнений движения.

В случае первоначально круговых орбит двух гравитационно взаимодействующих МТ нами были уточнены границы областей исходных данных, соответствующие различным типам изменений элементов орбит этих МТ. Диапазон значений массы большей МТ варьировался от 10^{-9} до 10^{-3} массы гравитирующего центра. Впервые подробно рассмотрен случай одинаковых МТ и зависимости указанных выше областей от исходного угла между направлениями на МТ, а также определены максимальные эксцентриситеты и диапазоны изменений расстояний МТ от Солнца для этих типов. Исследован ряд случаев первоначально эксцентричных орбит.

§ 1. Варианты расчетов эволюции орбит двух небесных объектов

Исследования эволюции орбит двух гравитационно взаимодействующих небесных объектов — МТ, движущихся вокруг массивного центрального тела (Солнца) в одной плоскости, проводились на основе результатов численного интегрирования уравнений движения плоской задачи трех тел. Было рассмотрено около тысячи пар МТ. При расчетах использовалась 48-разрядная ЭВМ БЭСМ-6. Интегрирование проводилось в гелиоцентрической системе прямоугольных координат.

Для одних серий расчетов считалось, что $\mu_1 = \mu_2$, а для других серий расчетов $\mu_2 = 0,01\mu_1$, где μ_1 и μ_2 — отношения масс МТ к массе M_c центрального тела — Солнца. В большинстве серий расчетов (табл. 2.1–2.9) рассматривался случай первоначально круговых орбит МТ. При $\mu_1 = 10^{-9}, 10^{-8}, 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}$ и $\varphi_0 = 0, 60^\circ, 180^\circ$ исследовались области значений $\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$, соответствующие различным типам N_k изменений элементов орбит (табл. 2.1–2.4), где φ_0 — начальный угол с вершиной в гравитирующем центре между направлениями на МТ (от первой МТ ко второй), а a_1^0 и a_2^0 — большие полуоси a исходных орбит МТ. При расчетах рассматривался случай $a_2^0 > a_1^0$, так как характер и пределы изменений элементов орбит при $a_2^0 = a_1^0(1 - |\epsilon_0|)$, как правило, примерно такие же, как и при $a_2^0 = a_1^0(1 + |\epsilon_0|)$.

Наиболее тщательно рассматривался случай $\varphi_0 = 60^\circ$. В одной из серий расчетов при $\epsilon_0 = 0$ варьировались значения φ_0 (табл. 2.7). Определялись также максимальные эксцентриситеты орбит, соответствовавшие различным типам N_k , и периоды изменений больших полуосей орбит МТ, двигавшихся вокруг треугольных точек либрации (табл. 2.9). В сериях расчетов, представленных в табл. 2.10, $e_k^0 \neq 0, \pi_1^0 = \pi_2^0 = 0, \nu_1^0 = 0, \nu_2^0 = 60^\circ$, где e_k^0, π_k^0 и ν_k^0 — начальные значения, соответственно, эксцентриситета e , долготы перигелия π и истинной аномалии ν k -го объекта ($k = 1, 2$).

Зависимости изменений элементов $e, a/a_1^0$ и π орбит МТ от числа N_k оборотов первой МТ вокруг гравитирующего центра определяются значениями $\mu_1, \mu_2, \epsilon_0, e_1^0, e_2^0, \pi_1^0, \pi_2^0, \nu_1^0$ и ν_2^0 . Эти зависимости одинаковы при любых значениях M_c и a_1^0 . Изменится только время $t_0 \propto (a_1^0)^{3/2} \cdot M_c^{-1/2}$ одного оборота вокруг центрального тела при $a \equiv a_1^0$. Ниже

Таблица 2.1

Границы областей $\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$, соответствующих различным типам N_k эволюции, при $e_1^0 = e_2^0 = 0, \varphi_0 = 60^\circ$ и $T_0 = 2500$

μ_1 μ_2	10^{-3} 10^{-7}	10^{-4} 10^{-6}	10^{-5} 10^{-7}	10^{-6} 10^{-8}	10^{-7} 10^{-9}	10^{-8} 10^{-10}	10^{-9} 10^{-11}
δ_u	0,285	0,105	0,0546	0,0286	0,0151	0,00745	0,0039
δ_l	0,284	0,104	0,0545	0,0285	0,0150	0,00740	0,00389
γ_u	0,234	0,105	0,0530	0,0230	0,0108	0,00460	0,00186
γ_l	0,233	0,104	0,0525	0,0225	0,0107	0,00455	0,00185
β_u	0,0541	0,0351	0,0172	0,0081	0,00393	0,00194	0,00101
β_l	0,0540	0,0350	0,0171	0,0080	0,00392	0,00193	0,001
α_u	—	0,0167	0,00522	0,00165	0,000520	0,000165	—
α_l	—	0,0166	0,00521	0,00164	0,000519	0,000164	—
$\delta/\mu^{1/4}$	1,60	1,04	0,97	0,90	0,85	0,74	0,69
$\delta/\mu^{2/7}$	2,05	1,45	1,46	1,47	1,50	1,43	1,45
$\delta/\mu^{1/3}$	2,915	2,24	2,52	2,85	3,23	3,43	3,88
$\gamma/\mu^{1/3}$	2,33	2,24	2,44	2,27	2,31	2,12	1,85
γ/h	3,37	3,24	3,52	3,27	3,33	3,05	2,67
$\beta/\mu^{1/4}$	0,30	0,35	0,30	0,25	0,22	0,19	0,18
$\beta/\mu^{1/3}$	0,54	0,75	0,79	0,80	0,84	0,90	1,0
β/h	0,78	1,09	1,14	1,16	1,22	1,29	1,44
$\alpha/\mu^{1/3}$	—	0,36	0,24	0,16	0,11	0,076	—
$\alpha/\mu^{1/2}$	—	1,66	1,64	1,64	1,63	1,64	—
ΔC	0,18	0	0,03	0,20	0,29	0,38	0,52
ΔA	0,63	0,66	0,65	0,52	0,45	0,36	0,22
ΔM	0	0,18	0,22	0,22	0,23	0,24	0,25
ΔN	0,19	0,16	0,10	0,06	0,03	0,02	0,01

Таблица 2.2

Границы областей ϵ_0 , соответствующих различным типам N_L эволюции,
при $\epsilon_1^0 = \epsilon_2^0 = 0$ и $\varphi_0 = 60^\circ$

μ_1	10^{-3}	10^{-3}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
μ_2	10^{-7}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}
T_0	1 000	25 000	25 000	25 000	25 000
δ_u	0,285	0,293	0,0152	0,00855	0,00390
δ_l	0,284	0,292	0,0151	0,0085	0,00389
β_u	0,0551	0,0532	0,00365	0,00174	0,000820
β_l	0,0550	0,0531	0,0036	0,00173	0,000815
α_u	0,0535	—	0,00520	0,000165	0,0000519
α_l	0,0533	—	0,00519	0,000164	0,0000518
$\delta/\mu^{1/4}$	1,60	1,65	0,85	0,85	0,69
$\delta\mu^{2/7}$	2,05	2,11	1,51	1,64	1,45
$\delta/\mu^{1/3}$	2,84	2,92	3,25	3,94	3,88
$\beta/\mu^{1/4}$	0,31	0,30	0,20	0,17	0,15
$\beta/\mu^{1/3}$	0,55	0,53	0,78	0,80	0,81
β/h	0,79	0,77	1,12	1,16	1,18
$\alpha/\mu^{1/3}$	0,53	—	0,11	0,076	0,052
$\alpha/\mu^{1/2}$	1,69	—	1,63	1,64	1,63
T_δ^s	3,19	3,13	44,9	79,1	172
N_δ	313	7990	557	316	145
T_β^s	12,9	13,4	185	385	816
N_β	77	1870	135	65	31

Таблица 2.3

Границы областей ϵ_0 , соответствующих различным типам N_L эволюции,
при $\epsilon_1^0 = \epsilon_2^0 = 0$ и $\varphi_0 = 60^\circ$

μ_1	10^{-3}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}
μ_2	10^{-3}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}
T_0	2 500	2 500	25 000	2 500	25 000	2 500	25 000
δ_u	0,309	0,0725	0,0726	0,0182	0,0184	0,0045	0,00505
δ_l	0,308	0,0724	0,0725	0,0181	0,0183	0,00445	0,0050
γ_u	0,308	0,0651	0,0652	0,012	0,0140	0,00251	0,00305
γ_l	0,307	0,0650	0,0650	0,0115	0,0135	0,00250	0,00300
β_u	0,0646	0,0215	0,0210	0,00488	0,0046	0,00110	0,00102
β_l	0,0645	0,0214	0,0208	0,00487	0,00455	0,00109	0,00101
α_u	—	0,00733	0,00733	0,000731	0,000731	0,0000731	0,0000731
α_l	—	0,00732	0,00732	0,000730	0,00073	0,000073	0,000073
$\delta\mu^{1/4}$	1,46	1,08	1,08	0,86	0,87	0,67	0,75
$\delta\mu^{2/7}$	1,82	1,59	1,60	1,49	1,51	1,37	1,54
$\delta/\mu^{1/3}$	2,45	2,67	2,67	3,10	3,14	3,55	3,99
$\gamma/\mu^{1/3}$	2,44	2,40	2,40	2,01	2,35	1,99	2,40
γ/h	3,52	3,46	3,46	2,90	3,39	2,87	3,44
$\beta/\mu^{1/3}$	0,51	0,79	0,77	0,83	0,78	0,87	0,81
β/h	0,74	1,14	1,11	1,20	1,13	1,25	1,16
$\alpha/\mu^{1/3}$	—	0,27	0,27	0,12	0,12	0,058	0,058
$\alpha/\mu^{1/2}$	—	1,64	1,64	1,63	1,63	1,63	1,63
ΔC	0,003	0,10	0,10	0,35	0,25	0,440	0,398
ΔA	0,788	0,60	0,61	0,38	0,50	0,315	0,400
ΔM	0	0,20	0,19	0,23	0,21	0,229	0,187
ΔN	0,209	0,10	0,10	0,04	0,04	0,016	0,015

в качестве центрального тела будем рассматривать Солнце. Значения рассматриваемого интервала времени T_0 в настоящей главе приводятся в оборотах первой МТ вокруг Солнца. В некоторых вариантах расчетов $T_0 = 25\,000$.

Таблица 2.4

Границы областей ϵ_0 , соответствующих различным типам N_i эволюции, при $e_1^0 = e_2^0 = 0$ и $T_0 = 2500$

μ_1	10^{-3}	10^{-3}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-7}
μ_2	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-7}
φ_0	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°
δ_u	0,195	0,241	0,0461	0,0498	0,0141	0,0145	0,076	0,0722	0,0165	0,0176
δ_l	0,194	0,240	0,0460	0,0497	0,0140	0,0144	0,0755	0,0721	0,0160	0,0175
β_u	—	0,0094	—	0,0160	—	0,00390	—	0,0202	—	0,0048
β_l	—	0,0093	—	0,0159	—	0,00389	—	0,0201	—	0,00475
$\delta/\mu^{1/4}$	1,09	1,35	0,82	0,88	0,79	0,81	1,13	1,08	0,77	0,83
$\delta\mu^{2/7}$	1,40	1,73	1,23	1,33	1,40	1,44	1,67	1,59	1,33	1,44
$\delta/\mu^{1/3}$	1,94	2,40	2,13	2,30	3,02	3,10	2,79	2,66	2,74	3,00
$\beta/\mu^{1/3}$	—	0,094	—	0,74	—	0,84	—	0,74	—	0,82
δ/δ_u	0,67	0,825	0,84	0,91	0,93	0,96	1,05	0,996	0,895	0,967
β/β_u	—	0,17	—	0,93	—	0,99	—	0,939	—	0,979

Таблица 2.5

Примеры подобластей ϵ_0 , соответствующих различным типам N_i эволюции и расположенных внутри основных областей, при $e_1^0 = e_2^0 = 0$ и $\varphi_0 = 60^\circ$

μ_1	μ_2	T_0	Подобласти $\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$
10^{-3}	10^{-7}	1 000	0,0533N, 0,0534NM, 0,0535NM, 0,0538NNMM, 0,0539NNMM, 0,0554NNMA, 0,0541 - 0,0550M, 0,0551A,
10^{-3}	10^{-7}	1 000	-0,233}{0,234}0,235h{0,236 - 0,252} (0,253 - 0,276) {0,277 -
10^{-3}	10^{-7}	2 500	-0,00137} {0,0014 - 0,00143} {0,00144 - 0,00185} {0,00186 -
10^{-9}	10^{-11}	2 500	-0,065} {0,0652 - 0,069} {0,07 - 0,0725} {0,0726 -
10^{-5}	10^{-5}	25 000	[0,00110 - 0,00226] {0,00227} [0,00228 - 0,00229]
10^{-9}	10^{-9}	2 500	{0,0023 - 0,00242} [0,00243 - 0,0025] {0,00251 -
10^{-9}	10^{-9}	2 500	-0,00225} {0,0023 - 0,0024} [0,00245 - 0,0025] {0,00255}
10^{-9}	10^{-9}	25 000	[0,0026 - 0,0030] {0,00305 -

Примечание: В скобках представлены диапазоны значений ϵ_0 , соответствующие различным типам N_i : [тип A], {тип C}, (тип P). Одна скобка в начале или в конце строки соответствует верхней или нижней границе диапазона. Буква h указывает на выброс одного из объектов на гиперболическую орбиту. Сочетание 0,0534NM в первой строке таблицы означает, что при $\epsilon_0 = 0,0534$ за $T_0 = 1 000$ оборотов первого объекта вокруг Солнца тип N сменился типом M.

Таблица 2.6

Значения $\varphi_0 = \varphi_p^*$, соответствующие при $a_2^0 = a_1^0$ и $e_1^0 = e_2^0 = 0$ границе между A- и M-типами эволюции и полученные при решении уравнения (2.4) на основе значений β .

μ_1	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
β_u	0,531	0,75	0,79	0,8	0,78	0,8	0,81
φ_p^*	$23,3^\circ$	$9,51^\circ$	$4,64^\circ$	$2,25^\circ$	$1,13^\circ$	$0,51^\circ$	$0,23^\circ$
φ_p^* , рад	0,396	0,165	0,081	0,039	0,020	0,009	0,004
$\varphi_p^*/\mu^{1/3}$	4,07	3,58	3,76	3,92	4,25	4,11	4,04
$\varphi_p^C/\mu^{1/3}$	2,59	3,24	3,67	3,92	4,05	4,11	4,14

Таблица 2.7

Значения φ_0 , соответствующие при $a_2^0 = a_1^0$ и $e_1^0 = e_2^0 = 0$ границе между A- и M-типами эволюции

μ_1	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}
μ_2	10^{-7}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-11}	10^{-11}	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-9}
T_0	2 500	2 500	2 500	2 500	25 000	2 500	2 500	2 500	2 500	25 000
φ_{pH} , рад	0,451	0,087	0,0180	0,0035	0,0044	0,517	0,112	0,0231	0,046	0,0052
φ_{pH} , рад	0,450	0,086	0,0179	0,0034	0,0043	0,516	0,111	0,0230	0,045	0,0051
$\varphi_p/\mu^{1/3}$	4,5	4,0	3,9	3,4	4,3	4,1	4,1	3,9	3,6	4,1
φ_p/h	6,5	5,8	5,6	5,0	6,3	5,9	5,9	5,7	5,2	5,9

Таблица 2.8

Периоды изменений больших полуосей орбит объектов,
движущихся вокруг треугольных точек либрации (при $e_1^0 = e_2^0 = 0$)

μ_1	μ_2	T_M^2	T_M	T_N	a_N	a_M	T_N^a	T_M^a
10^{-9}	10^{-9}	1 200	46 000	21 700	1,000073	1,0000731	2,1	4,4
10^{-7}	10^{-7}	270	5 000	2 200	1,00073	1,000731	2,4	5,5
10^{-5}	10^{-5}	65	600	210	1,00732	1,00733	2,3	6,5
10^{-9}	10^{-11}	1 600	63 000	32 300	1,0000518	1,0000519	2,5	4,8
10^{-8}	10^{-10}	670	17 700	9 900	1,000164	1,000165	2,4	4,3
10^{-7}	10^{-9}	340	6 600	3 080	1,000519	1,000520	2,4	5,1
10^{-6}	10^{-8}	165	1 630	870	1,00164	1,00165	2,1	4,0
10^{-5}	10^{-7}	80	600	300	1,00521	1,00522	2,3	4,7
10^{-4}	10^{-6}	40	180	80	1,0166	1,0167	1,9	4,3

Таблица 2.9

Максимальные эксцентриситеты и расстояния объектов от Солнца
для различных типов N_k эволюции при $e_1^0 = e_2^0 = 0$

N_k	μ_1	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}
	μ_2	10^{-7}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}
P	e_{max}	0,14	0,044	0,014	0,0065	0,0013	0,00056	0,00017	0,01	0,0014	0,0002
C	e_{max}	0,9	—	0,14	0,058	0,02	0,011	0,0041	0,09	0,019	0,0038
C	e_H	9	—	6,5	5,8	4,3	5,1	4,1	4,2	4,1	3,8
C	e_h	13	—	9,3	8,3	6,2	7,3	5,9	6,0	5,9	5,5
C	R'_{max}	> 25	—	1,36	1,137	1,049	1,0246	1,01	1,26	1,05	1,01
C	R'_{min}	1,1	—	1,022	1,011	1,0034	1,0021	1,0009	1,045	1,009	1,0017
C	ΔR_δ	∞	—	6,6	4,8	3,3	2,9	2,5	3,6	2,7	2
C	ΔR_γ	0,43	—	0,42	0,48	0,34	0,46	0,48	0,7	0,65	0,55
A	e_{max}	1,0	0,32	0,16	0,08	0,038	0,013	0,007	0,10	0,027	0,0038
A	e_H	10	6,9	7,4	8	8	6	7	4,6	5,8	3,8
A	e_h	14	10	11	11,5	12	9	10	6,7	8,4	5,5
A	R'_{max}	∞	1,9	1,305	1,15	1,07	1,029	1,0117	1,22	1,054	1,0076
A	ΔR_H	∞	19	14	15	15	13	12	8	9	6
A	ΔR_δ	∞	9	5,6	5,3	4,6	3,4	3	3	3	1,5
M	e_{max}	0,04	0,01	0,006	0,0016	0,00056	0,00037	0,0007	0,003	0,0006	0,00013

Примечание: $e_H = e_{\text{max}}/\mu_1^{1/3}$, $e_h = e_{\text{max}}/h_1$, $h_1 = (\mu_1/3)^{1/3}$, $R'_{\text{max}} = R_{\text{max}}/a_1^0$, $R'_{\text{min}} = R_{\text{min}}/a_1^0$, $\Delta R_H = (R'_{\text{max}} - 1)/\mu_1^{1/3}$, $\Delta R_\delta = (R'_{\text{max}} - 1)/\delta_*$, $\Delta R_\gamma = (R'_{\text{min}} - 1)/\gamma_*$.

Таблица 2.10

Границы областей e_0 , соответствующих различным типам N_k эволюции,
при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\pi_1^0 = \pi_2^0 = \nu_1^0 = 0$, $\nu_2^0 = 60^\circ$ и $T_0 = 25$ 000

e_1^0	0	0,0	0,1
e_2^0	0	0,1	0,1
δ_u	0,0184	0,12	0,015
δ_l	0,0183	0,115	0,01
β_u	0,0046	0,0025	0,005
β_l	0,00455	0,0020	0,0045
α_u	0,000731	0,00071	0,00071
α_l	0,00073	0,0007	0,0007

§ 2. Расчеты с различной точностью интегрирования на шаге

При интегрировании уравнений движения использовался метод BULSTO Булирша—Штера (1966) экстраполяции с переменным шагом. В большинстве вариантов расчетов, приведенных в настоящей главе (кроме рис. 2.1 (а)–(б), (г)), точность интегрирования на шаге

$\epsilon_r = 10^{-8}$. Это значение ϵ_r было выбрано (Ипатов, 1988 г) на основе сравнения графиков изменений элементов орбит, полученных при различных ϵ_r , и анализа изменений интегралов энергии и момента количества движения в ходе расчетов. В ходе эволюции (при $0 \leq N_r \leq T_0$) интегралы энергии и момента количества движения меньше всего изменялись при $\epsilon_r \sim 10^{-8} - 10^{-7}$, а решения, полученные при $\epsilon_r = 10^{-8}$ и $\epsilon_r = 10^{-9}$, ближе друг к другу, чем при $\epsilon_r = 10^{-8}$ и $\epsilon_r = 10^{-7}$. На рассмотренных интервалах времени ($T_0 \sim 10^4$) при отсутствии тесных сближений МТ графики изменений элементов орбит со временем были практически одинаковыми для $\epsilon_r = 10^{-8}$ и $\epsilon_r = 10^{-9}$. Поэтому при расчетах на 48-разрядной ЭВМ методом BULSTO следует брать $\epsilon_r \sim 10^{-9} - 10^{-8}$.

Если минимальное расстояние между объектами — МТ мало, то можно говорить только о статистическом характере эволюции и о пределах изменений элементов орбит. В этом случае графики изменений элементов орбит со временем, полученные при различных значениях ϵ_r , близки друг к другу, в основном только, до первого очень тесного сближения МТ. Однако характер и пределы изменений элементов орбит примерно одинаковы.

При исследовании эволюции орбит двух МТ нами получено, что варьирование ϵ_r оказывало наибольшее влияние на характер эволюции в ряде случаев, когда $\mu_1 \geq 10^{-5}$, а одна из МТ выбрасывалась в ходе эволюции на гиперболическую орбиту. При $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$ выбросы на гиперболические орбиты были получены только тогда, когда афелий исходной орбиты первой МТ был близок к перигелию исходной орбиты второй МТ. Для таких случаев графики зависимостей a , e и π от числа N_r оборотов первой МТ вокруг Солнца приведены на рис. 2.1. Эти варианты расчетов отличаются между собой значениями ϵ_r и исходными значениями ν .

В вариантах, представленных на рис. 2.1 (а), (в), одна из МТ была выброшена на гиперболическую орбиту и значения элементов орбит приведены до тесных сближений, заканчивающихся этими выбросами. На рис. 2.1 (г) графики изменений a и e со временем представлены без двух сильных кратковременных изменений гелиоцентрических орбит, которые происходили при очень тесных сближениях МТ. В приведенном на этом рисунке варианте в течение короткого интервала времени ($\Delta N_r \leq 20$) эксцентриситет оскулирующей гелиоцентрической орбиты одной из МТ достигал больших значений ($e \approx 1,7$ при $N_r \approx 2200$ и $e \approx 0,6$ при $N_r \approx 4700$), а потом возвращался в окрестность исходного значения. Для реальных тел (а не материальных точек) при ряде тесных сближений могут происходить их столкновения, а не переход одного из тел на оскулирующую гиперболическую орбиту.

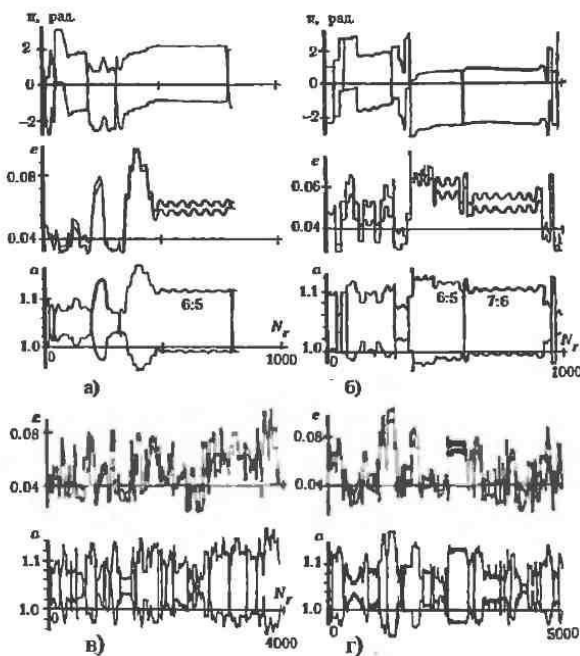


Рис. 2.1. Изменения со временем больших полуосей a (при $a_1^0 = 1$ а.е.), эксцентриситетов e и долгот перигелиев π двух гравитационно взаимодействующих объектов, движущихся вокруг Солнца и тесно сближающихся друг с другом. По оси абсцисс отложено число оборотов N_r первого объекта вокруг Солнца. Результаты получены путем численного интегрирования уравнений движения плоской задачи трех тел с различной точностью ϵ_r интегрирования на шаг. Исходные данные: $\epsilon_0 = 0,1$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,05$, $\pi_1^0 = 1$ рад, $\pi_2^0 = 4$ рад.
(а) $\nu_1^0 = 0$, $\nu_2^0 = 2$ рад, $\epsilon_r = 10^{-10}$;
(б) $\nu_1^0 = 1$ рад, $\nu_2^0 = 0$, $\epsilon_r = 10^{-11}$;
(в) $\nu_1^0 = 0$, $\nu_2^0 = 2$ рад, $\epsilon_r = 10^{-8}$;
(г) $\nu_1^0 = 1$ рад, $\nu_2^0 = 0$, $\epsilon_r = 10^{-9}$.

Полученные результаты показывают, что при варьировании $\epsilon_r \in [10^{-11}, 10^{-7}]$ графики изменений a , e и π со временем меняются примерно также, как и при варьировании ν_1^0 и ν_2^0 . Хотя в ряде случаев одна из МТ выбрасывалась на гиперболическую орбиту, максимальные значения e и a на рис. 2.1 (а)–(г) примерно одинаковы для различных вариантов расчетов: $e_{\max} \approx 0,08$ – $0,1$ и $a_{\max} \approx 1,14$ – $1,18$. В вариантах, представленных на рис. 2.1 (а)–(б), объекты выходили на один и тот же резонанс 6 : 5 и такое отношение их средних движений сохранялось в течение более 100 оборотов.

§ 3. Типы изменений элементов орбит

Можно выделить несколько типов N_t изменений элементов орбит двух гравитационно взаимодействующих тел (Вейсман и Везерилл, 1974; Гладман, 1993; Дермот, 1981; Дункан и др., 1989; Ипатов, 1979 а, б, 1981 а). В случае первоначально круговых орбит при $24^\circ \leq \varphi_0 \leq 336^\circ$ в порядке увеличения $\epsilon_0 > 0$ эти типы обозначены нами буквами N , M , A , C и P .

На рис. 2.2 представлены графики зависимостей больших полуосей a , эксцентриситетов e и долгот перигелиев π орбит МТ от числа оборотов N_r первой МТ вокруг Солнца. В большинстве вариантов расчетов, представленных на этом рисунке, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$. В случае первоначально круговых орбит графики зависимостей e от N_r практически совпадали для одинаковых МТ (рис. 2.2 (а)–(д), (ж)–(з)). В препринтах (Ипатов, 1979 а, б) представлены десятки аналогичных графиков для других исходных данных.

При N -типе графиков изменений больших полуосей орбит МТ со временем t имеют N или I -образный вид (рис. 2.2 (а)). В этом случае в синодических (вращающихся вокруг

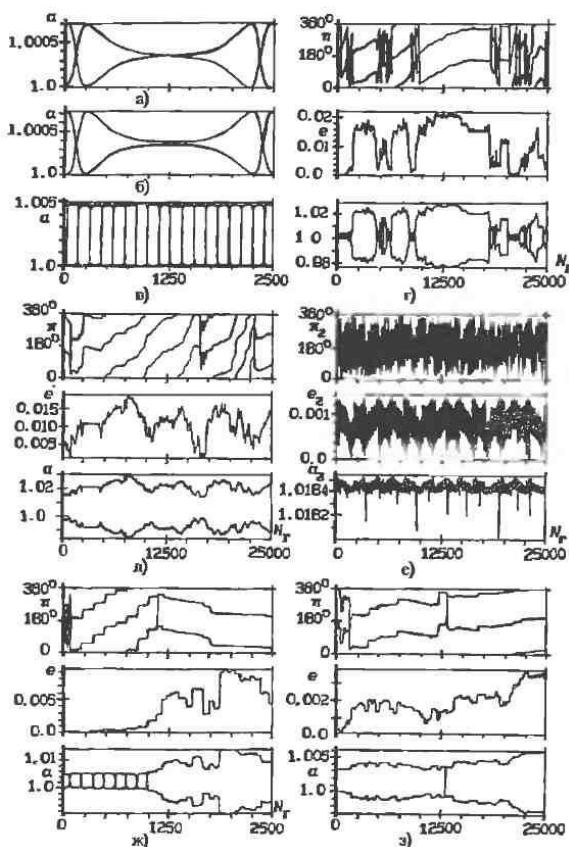


Рис. 2.2. (а–з) Изменения со временем больших полуосей a (при $a_1^0 = 1$ а.е.), эксцентриситетов e и долгот перигелиев π орбит двух гравитационно взаимодействующих объектов при различных типах N_t . По оси абсцисс отложено число оборотов N_r первого объекта вокруг Солнца. Результаты получены путем численного интегрирования уравнений движения плоской задачи трех тел при $\epsilon_r = 10^{-8}$. В вариантах, представленных на рис. (а)–(з), $e_1^0 = e_2^0 = 0$.

(а) $N_t = N$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,00073$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(б) $N_t = M$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,000731$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(в) $N_t = M$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,0048$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(г) $N_t = A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,0049$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(д) $N_t = C$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,014$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(е) $N_t = P$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,0184$, $\varphi_0 = 60^\circ$;

(ж) $N_t = M \Rightarrow A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,0048$, $\varphi_0 = 180^\circ$;

(з) $N_t = A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-9}$, $\epsilon_0 = 1,0030$, $\varphi_0 = 60^\circ$

Солнца с угловой скоростью, равной угловой скорости первой МТ) координатах орбита второй МТ охватывает одну треугольную точку либрации и при $e_1 \approx e_2 \approx 0$ имеет вид головастика (серпа). Вершина этих координат лежит в Солнце, одна из осей направлена на первую МТ, а вторая ось координат перпендикулярна первой оси.

В случае *М*-типа графики зависимости a от t имеют *М*- или *П*-образный вид (рис. 2.2 (б)–(в), (л)). В синодических координатах орбита второй МТ охватывает обе треугольные точки либрации. В случае первоначально круговых сидерических орбит синодическая орбита имеет подковообразный вид. Расстояние от Солнца до тела, движущегося по эксцентричной орбите, меняется за время его оборота вокруг Солнца от $a(1 - e)$ до $a(1 + e)$. Поэтому при немалых e синодические орбиты имеют более сложный вид, чем при первоначально круговых сидерических орбитах (Ипатов, 1979 б). Даже при $e_1^0 = e_2^0 = 0$ в случае $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-3}$ в синодических координатах подковообразная орбита за синодический период обращения несколько раз самопересекалась при угле φ между направлениями на МТ, близком к 180° (Ипатов, 1979 а).

Тесные сближения тел возможны только при *А*-типе (рис. 2.2 (г), (з), (м)). Изменения элементов орбит в этом случае являются хаотическими и большие полуоси орбит МТ в некоторые моменты времени одинаковы.

При *С*-типе элементы орбит меняются хаотически, но тесных сближений нет и значения больших полуосей орбит МТ не могут стать одинаковыми (рис. 2.2 (д)).

Если $N_t = P$, то a и e меняются периодически (рис. 2.2 (е)), а синодическая орбита второй МТ охватывает Солнце так же, как и при хаотических изменениях. Для этого типа можно выделить большое число подтипов, каждый из которых характеризуется своими взаимосвязями изменений элементов орбит. Для окрестности резонанса 2 : 5 с движением Юпитера эти взаимосвязи рассмотрены в главе III. Обзор работ, в которых в рамках плоской круговой ограниченной задачи трех тел рассматривались периодические орбиты, приведен Брюно (1990).

В случае первоначально круговых орбит и $\mu_1 = \mu_2$ разность $\delta\pi = \pi_2 - \pi_1$ для всех типов N_t в ходе эволюции, как правило, близка к 180° , при этом значения π чаще возрастают (рис. 2.2 (г), (д), (з)), хотя могут и убывать (рис. 2.2 (ж)).

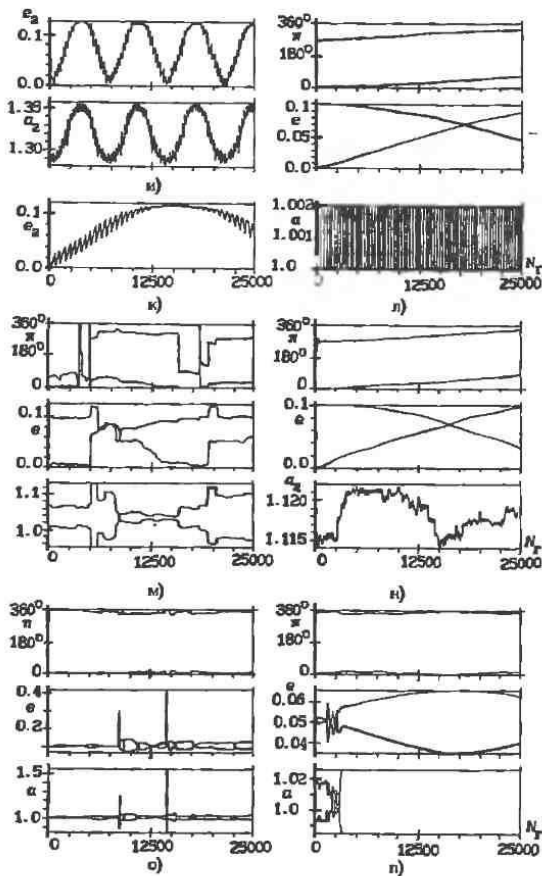


Рис. 2.2. (и–п) В вариантах, представленных на рис. (и)–(к), $e_1^0 = e_2^0 = 0$. На рис. (л)–(п) $e_2^0 \neq 0$ и $\pi_1^0 = \pi_2^0 = \nu_1^0 = 0$, $\nu_2^0 = 60^\circ$.

- (и) $N_t = P$, $\mu_1 = 10^{-3}$, $\mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,295$, $\varphi_0 = 60^\circ$;
- (к) $N_t = P$, $\mu_1 = 10^{-3}$, $\mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,3$, $\varphi_0 = 60^\circ$;
- (л) $N_t = M$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,002$, $e_1^0 = 0$, $e_2^0 = 0,1$;
- (м) $N_t = A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,07$, $e_1^0 = 0$, $e_2^0 = 0,1$;
- (н) $N_t = P$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,115$, $e_1^0 = 0$, $e_2^0 = 0,1$;
- (о) $N_t = M \Rightarrow A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,005$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,1$;
- (п) $N_t = A$, $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $\epsilon_0 = 1,01$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,05$

§ 4. Области исходных данных, при которых изменения элементов орбит принадлежат различным типам

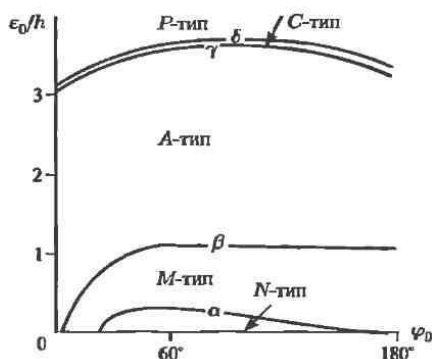


Рис. 2.3. Области значений φ_0 и ε_0/h (где $h = (\mu/3)^{1/3}$), соответствующие при $\varepsilon_1^0 = \varepsilon_2^0 = 0$ и $\mu_1 = 10^{-5} \gg \mu_2$ различным типам эволюции

и A-орбит уменьшаются. Относительные размеры областей ε_0 , соответствующих N-, M-, A- и C-орбитам, обозначены через $\Delta N = \alpha/\delta$, $\Delta M = (\beta - \alpha)/\delta$, $\Delta A = (\gamma - \beta)/\delta$ и $\Delta C = (\delta - \gamma)/\delta$ и представлены в табл. 2.1 и 2.3.

В табл. 2.1–2.4 для ряда значений $\mu_1 \in [10^{-9}, 10^{-3}]$, φ_0 и T_0 приведены интервалы (α_i, α_u) , (β_l, β_u) , (γ_l, γ_u) , (δ_l, δ_u) , внутри которых лежат, соответственно, значения α , β , γ и δ . В этих таблицах представлены также отношения $\alpha = (\alpha_l + \alpha_u)/2$, $\beta = (\beta_l + \beta_u)/2$, $\gamma = (\gamma_l + \gamma_u)/2$ и $\delta = (\delta_l + \delta_u)/2$ к $\mu^{1/3}$, $\mu^{2/7}$, $\mu^{1/4}$, $\mu^{1/2}$ и $h = (\mu/3)^{1/3}$, где $\mu = \mu_1 + \mu_2$, h — это отношение радиуса сферы Хилла к расстоянию R от Солнца. Разность $\alpha_u - \alpha_l$ представляет собой точность вычисления α . Так как при $\mu_1 = 10^{-9}$ и $N_t = N$ период изменений a со временем значительно превышает $T_0 = 2500$, то в табл. 2.1 данные в графе α отсутствуют. Через T_6^s и T_6^p в табл. 2.2 обозначены синодические периоды обращения по фиксированным орбитам при $\varepsilon_0 = 1 + \delta$ и $\varepsilon_0 = 1 + \beta$, соответственно; $N_6 = T_0/T_6^s$ и $N_p = T_0/T_6^p$.

Аналитические оценки показывают (Ипатов, 1979 а), что значения α и β максимальны при $\varphi_0 = \pm 60^\circ$. В проведенных нами сериях расчетов при $\varphi_0 = 60^\circ$ значения δ , как правило, были больше, чем при $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = 180^\circ$ (табл. 2.4). Поэтому основное внимание уделялось рассмотрению случая $\varphi_0 = 60^\circ$. Значения α , β , γ и δ при $\varphi_0 = 60^\circ$ помечены звездочкой: α_* , β_* , γ_* и δ_* .

Для больших μ_1 граничные значения ε_0 обычно сильнее зависят от φ_0 . Зависимость β и δ от φ_0 при $\mu_1 = 10^{-3}$ значительная. Например, β_* более чем в 5 раз превышает значение β при $\varphi_0 = 180^\circ$. При $\mu_1 \leq 10^{-5}$ в вариантах, приведенных в табл. 2.4, $\delta/\delta_* \geq 0,84$ и $\beta/\beta_* \geq 0,93$.

На основании результатов, представленных в табл. 2.1–2.3, следует, что если $\mu_1 \leq 10^{-4}$, то $\alpha_* = (1,63–1,64) \cdot \mu^{1/2}$, $\beta_* = (0,77–0,81) \cdot \mu^{1/3}$, $\delta_* = (2,1–2,45) \cdot \mu^{1/3}$ и $\gamma_* = (1,45–1,64) \cdot \mu^{2/7}$. В случае $\mu_1 = 10^{-3}$ значения $\delta_*/\mu^{2/7}$ больше ($\approx 1,8–2,1$), значения $\beta_*/\mu^{1/3}$ меньше ($\approx 0,51–0,53$), а значения $\gamma/\mu^{1/3}$ примерно такие же ($\approx 2,3–2,4$), как при $\mu_1 \leq 10^{-4}$.

Полагая

$$\alpha_* = 1,6\mu^{1/2}, \quad \beta_* = 0,8\mu^{1/3}, \quad \gamma_* = 2,4\mu^{1/3} \quad \text{и} \quad \delta_* = 1,5\mu^{2/7}, \quad (2.1)$$

получаем, что при $\varphi_0 = 60^\circ$ доли N-, M-, A- и C- орбит равны соответственно

$$\begin{aligned} \Delta N &= \frac{\alpha}{\delta} = \frac{16}{15}\mu^{3/14}, & \Delta M &= \frac{\beta - \alpha}{\delta} = \frac{8}{15}\mu^{1/21}[1 - 2\mu^{1/6}], \\ \Delta A &= \frac{\gamma - \beta}{\delta} = \frac{16}{15}\mu^{1/21}, & \Delta C &= \frac{\delta - \gamma}{\delta} = 1 - 1,6\mu^{1/21}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

В случае первоначально круговых орбит схематический вид областей значений ε_0 и φ_0 , при которых изменения элементов орбит принадлежат различным типам N_t , представлен на рис. 2.3. С увеличением ε_0 при $24^\circ \leq \varphi_0 \leq 336^\circ$ области N-, M-, A-, C- и P-типов сменяют друг друга в указанном выше порядке. Максимальные значения ε_0 , соответствующие областям N, M, A и C, обозначены через α , β , γ и δ . Так как граничные значения ε_0 практически совпадают при φ_0 и $-\varphi_0$ (или $360^\circ - \varphi_0$) и границы областей примерно одинаковы при $\varepsilon_0 = -|e_c|$ и $\varepsilon_0 = |e_c|$, то на рис. 2.3 рассмотрен случай $0 \leq \varphi_0 \leq 180^\circ$ и $\varepsilon_0 \geq 0$. Приведенное на рис. 2.3 соотношение между значениями α , β , γ и δ получено при $\mu_1 = 10^{-5} \gg \mu_2$. Точные оценки граничных значений ε_0 проводились только при $\varphi_0 = 0, 60^\circ$ и 180° , а при $\varphi_0 = 120^\circ$ были получены приближенные оценки. При уменьшении μ_1 доля C-орбит (т.е. орбит C-типа) увеличивается, а доли N- и A-орбит уменьшаются.

Производная $\frac{\beta-\alpha}{\delta}$ по μ пропорциональна $(\mu^{-20/21} - 9\mu^{-11/14})$ и положительна при $\mu < 9^{-6}$. Поэтому при таких μ отношение $\frac{\beta-\alpha}{\delta}$ убывает, а при $\mu > 9^{-6}$ возрастает с уменьшением μ . Доля M -орбит при $\mu = 9^{-6} \approx 1,88 \cdot 10^{-6} \approx 0,6\mu_{\oplus}$ максимальна и равна 0,22, где $\mu_{\oplus}$ — отношение массы Земли к массе Солнца. Так как соотношения (2.1) точно не выполняются, то значения ΔN , ΔM , ΔA и ΔC , полученные по формулам (2.2) и при расчетах (табл. 2.1 и 2.3), могут немного отличаться. В рассмотренных вариантах расчетов $\Delta M \geq 0,19$ при $\mu_1 \leq 10^{-5}$ и $\varphi_0 = 60^\circ$.

С увеличением N_r в ряде случаев были получены переходы N -орбит в M -орбиты, P -орбит в C -орбиты, а C - и M -орбит — в A -орбиты. Примеры переходов M -орбит в A -орбиты представлены на рис. 2.2 (ж), (о) (в подписях к этим рисункам такие переходы помечены стрелками $\Rightarrow$). В случае переходов $N \Rightarrow M$, $P \Rightarrow C$, $C \Rightarrow A$ и $M \Rightarrow A$ орбиты считаются, соответственно, M -, C -, A - и A -типов. Поэтому при больших T_0 значения γ и δ могут быть больше, а значения β — меньше. При $T_0 > 100T_s$ (T_s — синодический период обращения) зависимость α , β , γ и δ от T_0 незначительна. Например, в случае $\mu_1 = 10^{-3}$ при $T_0 = 10^3$ имеем $N_\delta = 313$ и $N_\beta = 77$, а значения δ и β меньше, чем на 4%, отличаются от значений, полученных при $T_0 = 2,5 \cdot 10^4$ (табл. 2.2). Графики зависимости γ от T_0 при $T_0 \leq 60T_s$ представлены Арцимовичем (1987). В проведенных нами сериях расчетов значения β , γ и δ , полученные для $T_0 = 2500$ и $T_0 = 25000$, отличались между собой не более, чем на 3%, 17% и 22% — при $\mu_1 \geq 10^{-5}$, $\mu_1 \geq 10^{-7}$ и $\mu_1 \geq 10^{-9}$, соответственно.

При $\mu_1 \leq 10^{-4}$ мы не получили переходы между N - и M -орбитами, т. е. α не зависело от T_0 . В случае $\mu_1 = 10^{-3}$ N - и M -орбиты могли несколько раз чередоваться друг с другом. В первых двух строках табл. 2.5 указаны типы N_i для ряда значений ϵ_0 . Например, сочетание 0,0538NMNM означает, что при $\epsilon_0 = 0,0538$ и $T_0 = 1000$ типы N , M , N и M сменяли друг друга в указанном выше порядке. При $\mu_1 = 10^{-3}$ и $T_0 \geq 2500$ M -орбиты всегда переходили в A -орбиты. Поэтому в табл. 2.1–2.3 в соответствующих столбцах значения α отсутствуют, а β означает границу между N - и A -орбитами. При $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-3}$, $T_0 = 2500$ и $\varphi_0 = 60^\circ$ имеем $\beta \approx 0,065$, однако даже для $\epsilon_0 = 0,11$ в течение первого синодического периода была получена M -орбита, т. е. ширина зоны значений ϵ_0 , при которых на небольшом интервале времени существуют M -орбиты, сравнима с β .

Под α , β , γ и δ понимаются максимальные значения ϵ_0 , при которых (при фиксированных значениях φ_0 , μ_1 и μ_2) получены, соответственно, N -, M -, C - и A -орбиты. В ряде случаев при некоторых значениях ϵ_0 , принадлежащих подобласти, лежащей внутри интервала $[\beta, \gamma]$, получены C -орбиты, а при некоторых $\epsilon_0 \in [\gamma, \delta]$ имеем P -орбиты. Примеры таких подобластей ϵ_0 представлены в табл. 2.5. Остановимся на одном из них. В случае $T_0 = 25000$ и $\varphi_0 = 60^\circ$ при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-9}$ значения ϵ_0 , соответствующие подзоне C -орбит, лежат в интервале $[0,75\gamma, 0,8\gamma]$, а при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$ границы подзоны P -орбит равны 0,96 и 0,966. Отношения $\epsilon_0/\mu^{1/3}$ для этих двух подзон лежат, соответственно, в интервалах $[1,8–1,9]$ и $[2,4–2,56]$.

§ 5. Сравнение с результатами других авторов

Сравним полученные нами значения α , β , γ и δ с результатами, полученными ранее другими авторами. Рассматривая плоскую, круговую, ограниченную задачу трех тел, Уиздом (1980) теоретически показал, что $\delta = 1,3\mu^{2/7}$, а Дункан и др. (1989), используя метод отображений, численно получили $\delta = 1,49\mu^{2/7}$. В наших расчетах значения $\delta/\mu^{2/7}$ варьировались в зависимости от μ_1 и φ_0 , но в среднем были близки к 1,49 не только при $\mu_1 \gg \mu_2$, но и при $\mu_1 = \mu_2$. В (Доул, 1970; Ипатов, 1979а; 1981а) полагалось $\delta \approx \mu^{1/4}$. Значения $\delta_s/\mu^{1/4}$, представленные в табл. 2.1–2.3, близки к 1 при $\mu_1 = 10^{-4}$ и $\mu_1 = 10^{-5}$. При меньших μ_1 это отношение меньше, но при $T_0 = 25000$ и $\mu_1 \geq 10^{-9}$ превышает 0,69.

Исследуя интеграл Якоби в ограниченной задаче трех тел, Берн (1973) показал, что $\gamma = \sqrt{12(\mu/3)^{1/3}} \approx 2,4 \mu^{1/3}$. При численных расчетах было получено $\gamma = 2,1\mu^{1/3}$ при $\varphi_0 = 0$ (Гладман и Дункан, 1990) и $\gamma = 2,4\mu^{1/3}$ при $\varphi_0 = 180^\circ$ (Гладман, 1993). При $T_0 = 25000$

полученные нами значения $\gamma/\mu^{1/3}$ также были, в среднем, близки к 2,4 (табл. 2.3). При меньших значениях T_b они могли быть меньше.

Аналитическая оценка β , полученная Идой и Наказавой (1989), равна $\sqrt{3,2h} \approx 1,24\mu^{1/3}$. Численные оценки β , приведенные этими авторами, еще больше: $1,9h \approx 1,3\mu^{1/3}$. Нишида (1983) получил, что при первом соединении все объекты с $1,75 \leq \epsilon_0/h \leq 2,50$ проникают в сферу Хилла, а при рассмотрении большего интервала времени $\beta = 1,5h \approx 1,04\mu^{1/3}$ и $\gamma = 3h$. Те А-орбиты планетезималей, для которых $\epsilon_0 \leq 2,3h \approx 1,6\mu^{1/3}$, за время $t < T_s$ пересекают орбиту планеты (Гринберг и др., 1991). Численные исследования Лиссауэра и Кэри (1991) показали, что большинство планетезималей при $e = i = 0$ и $0,9\mu^{1/3} < \epsilon_0 < 2,2\mu^{1/3}$ сближается с планетой на расстояние $0,1h$ за $20T_s$. При наших оценках рассматривались большие интервалы времени. Поэтому приведенные в табл. 2.1–2.4 значения β меньше $0,9\mu^{1/3}$. Гладман (1993) исследовал значения γ при $\mu_1 = \mu_2$. Другие авторы, как правило, рассматривали только случай $\mu_1 \gg \mu_2$.

Зоны значений ϵ_0 , при которых за время $t < T_s$ происходит столкновение объектов, исследовались рядом авторов (Гринцвейг и Лиссауэр, 1990; Ида и Наказав, 1989; Лиссауэр и Кэри, 1991; Петит и Хенон, 1986; Таникава и др., 1991) при изучении формирования осевого вращения и скорости аккреции планет.

§ 6. Движение около треугольных точек либрации

Движение тел около треугольных точек либрации рассматривалось Вейсманом и Везериллом (1974), Голдрейхом и Тремейном (1982), Дермотом (1981 а–б), Ипатовым (1979 а, 1981 а, 1984 з), Маркеевым (1978), Микколой и Инаненом (1990, 1992), Рейбе (1961, 1962), Себехеюм (1982), Цанг-уином и Лином (1992), Левисоном и др. (1997). В основном, в качестве большего тела брались конкретные тела Солнечной системы. Дермот (1981 а) аналитически показал, что $\alpha \propto \mu^{1/2}$. При $\mu > (9 - \sqrt{69})/18 \approx 0,04$ треугольная точка либрации неустойчива в смысле Ляпунова (Маркеев, 1978).

В случае плоской ограниченной круговой задачи трех тел Ипатов (1979 а) аналитически получил, что для N- и M-орбит

$$\epsilon^2 \approx \epsilon_*^2 - \frac{8}{3}\mu L(\varphi), \quad (2.3)$$

где $L(\varphi) = (1 - \cos \varphi) + [2(1 - \cos \varphi)]^{-1/2} - 1,5$, ϵ_* — значение $\epsilon = (a - a_1^0)/a_1^0$ при $\varphi = 60^\circ$, φ — угол вершиной в Солнце между направлениями на второе и первое тела. При выводе формулы (2.3) считалось, что в ходе эволюции орбиты тел близки к круговым, значения ϵ и μ малы (причем большую часть времени $\mu \ll \epsilon$), а значения φ не очень малы. Отметим, что $L(\varphi) \geq 0$ при $0 < \varphi \leq 180^\circ$, $L(60^\circ) = 0$, $L(180^\circ) = 1$. Графики зависимости L от φ приведены Ипатовым (1979 а). Соотношение (2.3) описывает траекторию относительного движения тел во вращающейся системе координат, одна из осей которых совпадает с направлением от гравитирующего центра к первому телу. Ранее аналитически исследовались зависимости ϵ и φ от времени (Хагихара, 1972).

Из анализа формулы (2.3), в частности, следует, что α максимально при $\varphi = 60^\circ$ и равно $\sqrt{8\mu/3} \approx 1,633\sqrt{\mu}$. Это значение α хорошо согласуется с результатами численных расчетов, представленными в табл. 2.1–2.3. Для N-орбит при $\epsilon = 0$ соотношение (2.3) может быть использовано для определения связи между минимальными и максимальными значениями φ в ходе эволюции: $L(\varphi_{\min}) = L(\varphi_{\max})$ и $0 < \varphi_{\min} < 60^\circ < \varphi_{\max} < 180^\circ$.

Значение φ , соответствующее при $\epsilon = 0$ границе между N- и M-орбитами, определяется из условий $L(\varphi) = 1$ и $0 < \varphi < 60^\circ$. Обозначим это значение через φ_α . Подставляя $x = \sqrt{1 - \cos \varphi}$ в соотношение (2.3), получаем кубическое уравнение $x^3 - 2,5x + 1/\sqrt{2} = 0$. Решая его, имеем $\varphi_\alpha \approx 23,91^\circ$.

Пусть φ_β — это значение φ , соответствующее при $\epsilon = 0$ границе между M- и A-орбитами. Если известно β_* , то φ_β можно определить из условий $\beta_*^2 = \frac{8}{3}\mu L(\varphi_\beta)$ и $0 < \varphi_\beta < 60^\circ$, где β_* — это значение β при $\varphi_0 = 60^\circ$. Решая соответствующее кубическое уравнение

$$x^3 - [1,5 + 3(\beta_*)^2/8\mu]x + 1/\sqrt{2} = 0, \quad (2.4)$$

находим φ_β . В табл. 2.6 представлены значения $\varphi_\beta^*/\mu^{1/3}$ и $\varphi_\beta^e/\mu^{1/3}$, где φ_β^* — значение φ_β , являющееся решением уравнения (2.4) для значения β_* , приведенного в первой строке этой таблицы и взятого из табл. 2.1–2.2; φ_β^e — значение φ_β , полученное при $\beta_* = 0,8 \cdot \mu^{1/3}$.

В табл. 2.7 представлены значения $\varphi_{\beta l}$ и $\varphi_{\beta u}$, являющиеся границами интервала, внутри которого лежит значение φ_β . Эти значения получены путем численного интегрирования задачи трех тел на интервале времени T_0 при $\epsilon_0 = 0$ (т. е. при $a_0^2 = a_1^2$). Значения φ_0 в этой серии расчетов варьировались так, чтобы определить интервал $(\varphi_{\beta l}, \varphi_{\beta u})$. При вычислении $\varphi_\beta/\mu^{1/3}$ и φ_β/h считалось, что $\varphi_\beta = (\varphi_{\beta u} + \varphi_{\beta l})/2$.

Если значения φ_β брать в радианах, то значения $\varphi_\beta/\mu^{1/3}$, представленные в табл. 2.7, в основном, лежат в интервале 3,9–4,3. При $\mu_1 = 10^{-9}$ увеличение T_0 с 2500 до 25000 приводит к увеличению φ_β примерно на четверть. Приведенные в табл. 2.6 значения $\varphi_\beta^*/\mu^{1/3}$ также близки к 4. Только значения $\varphi_\beta^e/\mu^{1/3}$ при $\mu_1 \geq 10^{-4}$ отличаются от 4 (лежат в интервале 2,6–3,2), так как в этом случае $\beta_*/\mu^{1/3} \leq 0,75$.

Полагая $1 - \cos \varphi_\beta \approx \varphi_\beta^2/2$ (φ_β в радианах) и $\varphi_\beta^2 \ll 2/\varphi_\beta$, из (2.3) можно получить $\varphi_\beta = \frac{2}{3}[1 + \beta^2/4\mu]^{-1}$. Если $\beta = 0,8\mu^{1/3}$, то $\varphi_\beta = 4\mu^{1/3}[1,5(0,64 + 4\mu^{1/3})]^{-1}$, причем $[1,5(0,64 + 4\mu^{1/3})]^{-1} \approx 1,04$ при $\mu \approx 0$.

Согласно Голдрейху и Тремейну (1982), минимальный угол с вершиной в Солнце между направлениями на объекты, движущиеся по подковообразным синодическим орбитам, равен $\varphi^* = \frac{8}{3}\mu(1 + \epsilon_0)^3/\epsilon_0^2$. Полагая $\epsilon_0 = 0,8\mu^{1/3}$, находим $\varphi^*/\mu^{1/3} \approx 4,2$. Это значение согласуется с результатами, представленными в табл. 2.6–2.7.

Для M -орбит и $60^\circ \leq \varphi \leq 270^\circ$ минимальное значение ϵ достигается при $\varphi = 180^\circ$. Обозначим это значение через ϵ_m . Как видно из рис. 2.2 (б)–(в), ϵ_m близко к 0 при $\epsilon_0 \approx \alpha$ и $\epsilon_m \approx \epsilon_*$ при $\epsilon_0 \approx \beta$. Используя формулу (2.3), при $\Delta\epsilon = \epsilon_* - \epsilon_m \approx \epsilon_*$ получаем $\Delta\epsilon \cdot \epsilon_* = 4\mu/3$. В этом случае $\Delta\epsilon/\epsilon_* \approx 1,33\mu/\epsilon_*^2$ и при $\epsilon_* = 0,8\mu^{1/3}$ имеем $\Delta\epsilon/\epsilon_* \approx 2,08\mu^{1/3}$. Из этой формулы видно, что чем меньше μ , тем ближе M -образные изменения к Π -образным изменениям. Поэтому β при малых значениях μ_1 почти не зависит от φ_0 .

В табл. 2.8 представлены полученные при расчетах периоды T_M и T_M^I движений по подковообразной синодической орбите при $\epsilon_0 \approx \alpha$ и $\epsilon_0 \approx \beta$, соответственно. Через T_N обозначен максимальный период движения по головастикаобразной синодической орбите при $\epsilon_0 \approx \alpha$. За единицу времени взят период обращения первого тела вокруг центрального тела. Значения a_2^2/a_1^2 , соответствующие при $\varphi_0 = 60^\circ$ периодам T_N и T_M , обозначены через a_N и a_M , а $T_N^s = T_N/T_s^s$ и $T_M^s = T_M/T_s^s$, где T_s^s — синодический период обращения при движении тел по фиксированным исходным орбитам. Из табл. 2.8 видно, что T_N^s в основном превышает 2, а $T_M^s \sim 4$ –6. Чем меньше μ_1 , тем больше отношение T_M/T_M^I и при $\mu_1 = 10^{-9}$ оно близко к 40.

При $\epsilon_0 \approx \beta$ большую часть времени $\epsilon \approx \epsilon_0$, а за период T_M^I угол φ меняется примерно на $2(6,28 - 8\mu^{1/3})$ радиан. Поэтому при $\mu_1 \leq 10^{-4}$ значения T_M^I , приведенные в табл. 2.8, лишь немного меньше $2T_s^s$ и превышают $1,9T_s^s$.

Чем меньше $|\epsilon_0 - \alpha|$, тем период движения по синодической орбите больше при $N_t = N$ и меньше при $N_t = M$. Данные табл. 2.8 приведены при $\varphi_0 = 60^\circ$. В случае $\epsilon_0 = 0$ и $\varphi_0 = 180^\circ$ получены большие значения T_M^s . Например, в этом случае $T_M^s = 14$ при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$.

Для ряда синодических орбит Вейсман и Везерилл (1974) привели значения периодов T_l движений тел около треугольных точек либрации системы Солнце–Земля. В (Дермот, 1981 б) рассмотрены периоды движения по N -орбитам и при $\varphi_{\max} \leq 165^\circ$ представлена зависимость T_l от $\varphi_{\max}$ где $\varphi_{\max}$ — максимальное значение φ в ходе эволюции. При $\varphi_{\max} \approx 60^\circ$ получено $T_l = 2/(27\mu)^{1/2}$, где за единицу времени принят период обращения первого объекта вокруг Солнца.

§ 7. Максимальные эксцентриситеты и расстояния от Солнца двух гравитационно взаимодействующих тел

При оценках взаимодействий большого числа планетезималей на основе их парных взаимодействий нужно знать максимальные значения эксцентриситетов $e_{\max}$ и расстояний $R_{\max}$

планетезималей, полученных при исследовании задачи трех тел за время T_0 . Эти значения для различных типов N_t представлены в табл. 2.9. Для космогонических задач наибольший интерес представляют типы $N_t = A$ и $N_t = C$. При $N_t = N$ изменения a и e малы и поэтому данные не приводятся. В настоящем разделе, как и в разделах 5–6, рассматривается случай первоначально круговых орбит.

В случае $\mu_1 \leq 10^{-5}$ значения $e_H = e_{\max}/\mu_1^{1/3}$ обычно не превышают 7–8 при $\mu_1 \gg \mu_2$ и 4–6 при $\mu_1 = \mu_2$ для A -типа, а также 4–6 при $\mu_1 \gg \mu_2$ и 4 при $\mu_1 = \mu_2$ для C -типа. При $N_t = C$ для меньших значений μ_1 значения e_H , в основном, немного меньше. Для сравнения с рядом других работ в табл. 2.9 представлены также значения $e_h = e_{\max}/h_1$, где $h_1 = (\mu_1/3)^{1/3}$. В (Гриншвейг и Лиссауэр, 1990; Ила, 1990; Нишида, 1983; Петит и Хенон, 1986) приведены значения e_h , приобретаемые частицей при одном тесном сближении с планетой. Максимальные значения $e_h \approx 5$ были получены для очень небольшой доли значений e_0 . Они в два раза меньше значений e_h , полученных нами при $T_0 = 25\,000$.

В табл. 2.9 приведены также максимальные (по рассмотренным вариантам) значения $\Delta R_\delta = (R'_{\max} - 1)/\delta_*$, $\Delta R_H = (R'_{\max} - 1)/\mu_1^{1/3}$ и $R'_{\max} = R_{\max}/a_1^0$ и минимальные значения $\Delta R_\gamma = (R'_{\min} - 1)/\gamma_*$ и $R'_{\min} = R_{\min}/a_1^0$, где $R_{\max}$ и $R_{\min}$ — соответственно, максимальное и минимальное значения расстояния R второго тела от Солнца в ходе эволюции. Значения ΔR_δ больше для больших значений μ_1 , а также для объектов разных масс. В случае A -типа значения ΔR_δ равны 1,5 при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-9}$ и 5,6 при $\mu_1 = 10^{-5} \gg \mu_2$. Для C -типа они немного больше и равны, соответственно, 2 и 6,6. При C -типе и $\mu_1 \gg \mu_2$ значения ΔR_γ всегда превышали 0,4. Так как $\gamma_* \geq 3h$, то расстояние между телами при $N_t = C$ всегда превышало радиус соответствующей сферы Хилла.

При $\mu_1 = 10^{-3}$ изменения a , R и e со временем для A -типа велики и второе тело может удалиться от центрального тела на любое расстояние. Поэтому в соответствующем столбце табл. 2.9 для значений $R'_{\max}$, ΔR_δ , ΔR_H приведен значок ∞ . В ряде случаев при очень тесных сближениях тел оскулирующие эксцентриситеты могут быть в несколько раз больше значений $e_{\max}$, представленных в табл. 2.9. При выходе объектов из сферы Хилла значения e , как правило, уменьшаются [см. также раздел 13 работы (Ипатов, 1994 а)]. Примеры таких скачков эксцентриситетов и больших полуосей орбит приведены на рис. 2.2 (о) для случая первоначально эксцентричных орбит. Аналогичные графики для первоначально круговых орбит представлены в (Ипатов, 1979 а).

Пределы Δe изменений e для A -типа более чем вдвое превышают $e_{\max}$. Для N - и M -типов отношение $\Delta e/e_{\max}$ может превышать 10. При $N_t = P$, наоборот, $\Delta e < e_{\max}$.

Для $T_0 = 25\,000$ и $\mu_1 = \mu_2$ отношение $(\delta_* - \gamma_*)/(\gamma_* - \beta_*)$ долей C - и A -орбит при $\mu_1 = 10^{-5}$, $\mu_1 = 10^{-7}$ и $\mu_1 = 10^{-9}$ равно, соответственно, 0,17, 0,5 и 1. В случае $T_0 = 2\,500$ и $\mu_2 = 0,01\mu_1$ это отношение для приведенных выше значений μ_1 получено равным 0,05, 0,63 и 2,4. При C -типе в ходе эволюции разность $R - a_1^0$ может увеличиваться в несколько раз. Поэтому в диске, состоящем из большого числа небольших планетезималей, движущихся по почти круговым орбитам, нужно учитывать взаимодействие тел не только при $e_0 < \gamma$, но и при $\gamma \leq e_0 \leq \delta$.

В случае первоначально круговых орбит под влиянием планетезимали μ_1 существенно меняются орбиты тел μ_2 , для которых $e_0 < \delta$ (причем столкновения могут происходить только при $e_0 < \gamma < \delta$). Эти тела могут столкнуться с планетезималими, большие полуоси которых отличаются от a_2^0 на $\Delta R_\delta a_2^0$. Поэтому, если разность больших полуосей орбит соседних планетезималей в диске меньше $\Delta R_\delta a$, то их влияние на более мелкие объекты нужно рассматривать совместно.

Пусть N одинаковых тел, суммарная масса которых равна $\eta m_\oplus$, движутся по орбитам, большие полуоси которых $a_k = a_p(1 - d + 2dk/N)$, где $m_\oplus$ — масса Земли, $2da_p$ — это ширина роя тел, k — номер тела, a_p — большая полуось орбиты тела, находящегося в центре роя. В этом случае для любой пары тел $\gamma \approx 2,4(2\eta\mu_\oplus/N)^{1/3}$ и $\delta \approx 1,5(2\eta\mu_\oplus/N)^{2/7}$, где $\mu_\oplus$ — отношение массы Земли к массе Солнца. Обозначим большую полуось орбиты одного из тел через a_* . Среднее число тел, для которых $Da = |a_k - a_*| \leq \gamma$ и $Da \leq \delta$, равно, соответственно,

$$N_\gamma = 2\gamma/(2d/N) = 2,4(2\eta\mu_\oplus)^{1/3} N^{2/3}/d \approx 0,044 N^{2/3} \eta^{1/3}/d$$

и

$$N_\delta = 2\delta/(2d/N) = 1,5(2\eta\mu_\oplus)^{2/7} N^{5/7}/d \approx 0,048 N^{5/7} \eta^{2/7}/d.$$

Пологая $\eta = 1$ и $d = 0,24$ для зоны Земли, получаем $N_6 > N_7 > 1$ при $N > 13$, причем $N_7 = 8,5 \cdot 10^3$ и $N_6 = 2 \cdot 10^4$ при $N = 10^7$. Для зон планет-гигантов значения η , N_7 и N_6 больше, чем для зоны Земли. Эти приближенные оценки показывают, что если в некоторый момент времени в зоне питания какой-либо планеты массы планетезималей не сильно отличались между собой, то каждая планетезималь могла тесно сблизиться с большим числом соседних планетезималей. Из-за изменений долгот перигелиев и долгот восходящих узлов планетезималей этот вывод справедлив и для пространственной модели.

§ 8. Случай первоначально эксцентричных орбит

При исследовании круговой задачи трех тел в случае $\mu_2 \leq \mu_1 \ll 1$, $e \ll 1$, $i \ll 1$ и $a \approx \text{const}$ получено (Арцимович, 1987; Ида и Наказава, 1989; Хазегава и Наказава, 1990), что $\gamma^2 = 4(e^2 + i^2)/3 + 12h^2$. Поэтому γ тем больше, чем больше e и i . Проведенные Микколой и Инаненом (1990) расчеты показывают, что β уменьшается с увеличением i . В (Гринцвейг и Лиссауэр, 1990; Таникава и др., 1991) за время $T_0 < T_s$ также получено возрастание γ и убывание β с увеличением e .

В сериях расчетов E_1 и E_2 , представленных в табл. 2.10, считалось, что $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $T_0 = 25\,000$, $e_2^0 = 0,1$, $\pi_1^0 = \pi_2^0 = 0$, $\nu_1^0 = 0$ и $\nu_2^0 = 60^\circ$, причем $e_1^0 = 0$ (серия $N_s = E_1$) или $e_1^0 = 0,1$ ($N_s = E_2$). В этой таблице приведены диапазоны (α_i, α_u) , (β_i, β_u) и (δ_i, δ_u) , внутри которых лежат значения α , β и δ .

Результаты, представленные в табл. 2.10, показывают, что значения α при $e_2^0 \neq 0$ лишь немного меньше, чем при первоначально круговых орбитах. При $e_2^0 = e_1^0 = 0,1$ значения β примерно такие же, как при $e_2^0 = e_1^0 = 0$, а при $e_1^0 = 0$ и $e_2^0 = 0,1$ — в два раза меньше. Значения δ при $e_2^0 = e_1^0 = 0,1$ даже меньше, чем при первоначально круговых орбитах, а при $e_1^0 = 0$ и $e_2^0 = 0,1$ — в несколько раз больше. Таким образом, при $e_2^0 = \text{const}$ значения β и δ могут существенно зависеть от e_1^0 . Они меняются также в зависимости от исходных ориентаций орбит этих тел и от исходных положений объектов на орбитах. При $N_s = E_2$ исходные орбиты тел подобны и одинаково ориентированы. Поэтому тесные сближения этих тел происходят при небольшом диапазоне значений e_0 .

Некоторые графики изменений со временем элементов орбит тел в случае $e_2^0 \neq 0$ приведены на рис. 2.2 (п)–(п). Еще более 20 аналогичных графиков (в основном при $e_1^0 = e_2^0$) представлены Ипатовым (1979б).

В случае M -типа изменения a при первоначально эксцентричных орбитах примерно такие же, как и для первоначально круговых орбит. Однако при $e_0 = \max\{e_1^0, e_2^0\} \neq 0$ амплитуда $\Delta e_k = e_{k\max}^k - e_{k\min}^k$ ($k = 1, 2$) долгопериодических изменений e_k может быть больше e_0 и может в сотни раз превышать значения $e_{\max}$, полученные при $e_0 = 0$ для тех же масс тел (Ипатов, 1979б). В варианте серии $N_s = E_1$, представленном на рис. 2.2 (п), (при $e_0 = 0,002$) эксцентриситет орбиты первого тела возрос от 0 до 0,09 за $T_0 = 25\,000$. При тех же значениях $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$ в случае $e_0 = 0$ для M -типа $e_{\max} \leq 0,0006$ и даже для A -типа $e_{\max} \leq 0,03$. Значения $e_{\max}$ при $N_t = M$ и $N_t = N$ меньше для меньших e_0 . Например, в серии $N_s = E_1$ при $0,0007 \leq e_0 \leq 0,00073$ получено, что $e_{\max} \approx 0,005$ почти в 20 раз меньше, чем при $e_0 = 0,002$.

Для $N_s = E_2$ и $N_t = M$ амплитуда долгопериодических изменений e не более чем вдвое превышает амплитуду изменений e за период T_a изменений a и $\Delta e = \max\{\Delta e_1, \Delta e_2\} \leq 0,0012$. Период T_e этих долгопериодических изменений меньше для меньших e_0 . Например, $T_e = 11\,000$ при $e_0 = 0,003$ и $T_e = 3\,500$ при $e_0 = 0,004$. Значения T_e приводятся в оборотах первого тела вокруг Солнца. Для $N_s = E_2$ и $e_0 = 0,0007$ получено, что $N_t = N$, а амплитуда долгопериодических изменений e ($T_e \gg T_0 = 25\,000$) значительно превышает изменения e за период изменений a и поэтому изменения e за время T_0 ($\Delta e \approx 0,0015$) больше, чем при $N_t = M$.

В случае $N_t = N$ или $N_t = M$ получено $\delta\pi = \pi_2 - \pi_1 \approx 90^\circ$ при $N_s = E_1$ и $\pi_2 \approx \pi_1 \approx 0$ при $N_s = E_2$. В варианте серии $N_s = E_1$, представленном на рис. 2.2 (п), π_1 и π_2 увеличились примерно на 70° за $T_0 = 25\,000$.

В рассмотренных вариантах расчетов при $\mu_1 = 10^{-5}$ и $N_t = M$ значения π_2 (и π_1 , если $\mu_1 = \mu_2$) возрастали на 360° за период T_e ($T_e \geq 2\,500$) долгопериодических изменений e , причем при $\mu_1 \gg \mu_2$ значения e_2 достигали максимума при $\delta\pi = 0$ и минимума при $\delta\pi = 180^\circ$,

если $e_1^0 = e_2^0$, и, наоборот, достигали максимума при $\delta\pi = 180^\circ$ и минимума при $\delta\pi = 0$, если $e_1^0 = 0$ и $e_2^0 = 0,05$ (Ипатов, 1979 б). При $\mu_1 = \mu_2$ максимуму e_2 соответствует минимум e_1 . Возрастание π_2 и изменение e_2 происходили небольшими ступеньками. Время, за которое появлялась новая ступенька, равнялось половине периода изменений a_2 , причем основные изменения a , e и π происходили одновременно.

Значения $e_{\max}$ и Δe_k могут сильно зависеть от исходных ориентаций орбит. Например, в случае $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$, $e_0 = 0,01$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,05$, $\nu_1^0 = 1$ рад при $\delta\pi_0 = \pi_2^0 - \pi_1^0 = 3$ рад и $\nu_2^0 = 2$ рад значения Δe_k в несколько раз больше, чем при $\delta\pi_0 = 2$ рад и $\nu_2^0 = 0$. (Ипатов, 1979 б). Отметим, что в первом из этих вариантов расчетов все время $\delta\pi \approx 180^\circ \approx \delta\pi_0$, а во втором варианте $\delta\pi$ менялось с периодом T_e .

Результаты исследований M -орбит показывают, что при эволюции протопланетного диска могут существовать скопления планетезималей, большие полюсы которых такие же, как и у зародышей планет.

При $N_t = A$ значения Δe и $e_{\max}$ больше для больших значений e_1^0 и e_2^0 (Ипатов, 1979 б). Во многих вариантах расчетов при достаточно большом T_0 получено $\Delta e > e_0$ (рис. 2.2 (м), (о)). Для одинаковых значений μ_1 при $\mu_1 \gg \mu_2$ значения Δe обычно больше, чем при $\mu_1 = \mu_2$. Для $\mu_1 = \mu_2$ и $e_1^0 = e_2^0$ графики изменений e_1 и e_2 со временем в одних случаях были почти одинаковыми, а в других случаях были почти симметричны относительно e_0 .

В варианте, представленном на рис. 2.2 (п), после нескольких тесных сближений наступил период «стабилизации», когда в течение длительного интервала времени a почти не менялось, а e менялось периодически. Максимум e_2 и минимум e_1 за этот период были получены при $\delta\pi = 0$, а перигелийные расстояния тел были близки.

При $N_t = C$ пределы изменений e и a могут быть примерно такими же, как и при $N_t = A$. На рис. 2.2 (н) представлен случай, когда хаотические изменения a сравнительно невелики, а графики $e(t)$ имеют вид синусоид и $\Delta e \approx 0,1$.

В случае $N_t = P$ при $N_s = E_1$ получено $\pi_1 \approx 270^\circ$ и $\pi_2 \approx 0$, а при $N_s = E_2$ значения π почти не менялись и графики изменений e_1 и e_2 со временем были «симметричными» относительно $e_1^0 = e_2^0 = e_0$. Периоды долгопериодических изменений e были больше при больших e_0 .

При $\mu_1 = \mu_0 \gg \mu_2$, $e_0 = 0,7$, $e_1^0 = 0$, $e_2^0 = 0,5$ показано, что a_2/a_1 уменьшилось с 1,7 до 1,1 за $T_0 = 10^4$. Этот результат указывает на то, что орбиты астероидов, пересекающие орбиту Земли, сильно меняются за характерное время до их столкновения с Землей ($\sim 4 \cdot 10^7$ лет) и время жизни этих астероидов не сильно зависит от их исходных орбит.

§ 9. Выходы тел на резонансные орбиты

В ряде случаев (особенно при $\mu_1 \sim 10^{-5} \gg \mu_2$) для $N_t = A$ были получены выходы тел на резонансные орбиты. Обычно через несколько сотен оборотов тел вокруг Солнца эти резонансные соотношения нарушались. При большинстве рассмотренных резонансов ($T_2 : T_1 = 2 : 1, 12 : 5, 13 : 5, 4 : 5, 6 : 5, 7 : 5, T_1$ — период обращения i -го тела вокруг Солнца) большие полюсы и эксцентриситеты орбит менялись периодически с небольшой амплитудой, а изменения долготы перигелия π были невелики (рис. 2.1 (а), (б), 2.4 (б)). Движения около резонансов в этих случаях являются колебаниями около периодических решений, представляющих в синодических координатах замкнутые кривые и исследуемых многими авторами [см., например, (Брюно, 1990) и главы 8 и 9 в (Себехей, 1982)]. В одном из вариантов расчетов (рис. 2.4 (а)) при резонансах 6 : 5 и 5 : 4 большая полюсь орбиты меньшего тела менялась незначительно, эксцентриситет почти монотонно возрастал, а долгота перигелия убывала. В этих случаях в синодических координатах кривая, около которой происходили малые колебания, не была замкнутой.

Множество исходных данных, при которых с начального момента времени движение тел близко к периодическому, невелико, но при достаточно больших значениях массы большего тела выходы на резонансные орбиты довольно часты. При $\mu_1 = 10^{-5}$ и $e_2^0 = e_1^0 \neq 0$ в шести из десяти приведенных в (Ипатов, 1979 б) вариантах в течение более 200 оборотов первого тела средние движения тел были соизмеримыми. При меньших значениях μ_1 выходы на резонансные орбиты были получены реже и синодический период обращения при этом был значительным. Например, в случае, представленном на рис. 2.2 (г), при $16\,000 \leq N_t \leq 17\,500$

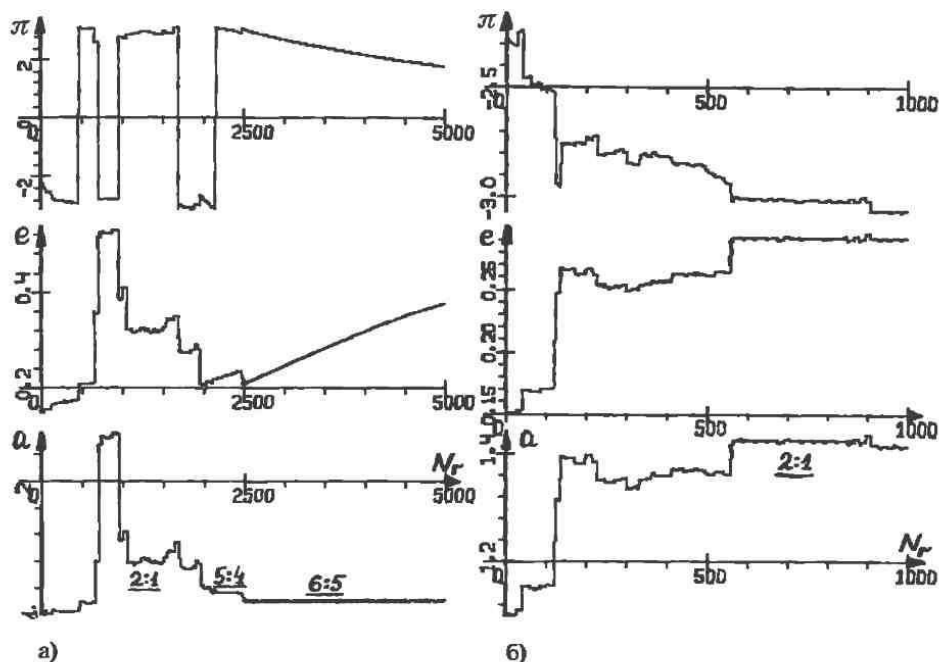


Рис. 2.4. Изменения со временем большой полуоси a (в a_1^0), эксцентриситета e и долготы перигелия π (в рад) орбиты второго объекта. Результаты получены путем численного интегрирования плоской задачи трех тел (Солнце и два объекта). Время приводится в оборотах N_r первого объекта вокруг Солнца. В обоих вариантах: $\mu_1 = 10^{-5}$, $\mu_2 = 10^{-7}$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,15$, $\pi_1^0 = 1$ рад, $\pi_2^0 = 4$ рад, $\iota_1^0 = 1$ рад, $\iota_2^0 = 2$ рад.
 (а) $\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0 = 0,01$;
 (б) $\epsilon_0 = 0,1$

тела находились в резонансе 19 : 18. При этом e и π почти не менялись. Поэтому тела (например, кометы), орбиты которых пересекают орбиту какой-либо планеты-гиганта, заметную часть времени могут находиться в резонансе с этой планетой, если возмущения от других планет относительно невелики. Напомним, что Хирон находится в резонансе 5 : 3 с Сатурном, причем эксцентриситет его орбиты велик: 0,38.

Выводы по главе II

Путем численного интегрирования плоской задачи трех тел исследована эволюция орбит около тысячи пар гравитационно взаимодействующих объектов — материальных точек (МТ), движущихся вокруг Солнца. Изучены характерные изменения орбит для следующих типов эволюции орбит: движения около треугольных точек либрации по головастикообразным и подковообразным синодическим орбитам (N -и M -типы), случай тесных сближений (до радиуса сферы действия) объектов (A -тип) и хаотические изменения элементов орбит, при которых невозможны тесные сближения МТ (C -тип). Отношение μ_1 массы большей МТ к массе Солнца варьировалось от 10^{-9} до 10^{-3} , рассматривалась не только ограниченная задача трех тел, но и случай одинаковых МТ ($\mu_1 = \mu_2$). Рассматриваемый интервал времени в большинстве серий расчетов равнялся 2500 или 25000 оборотам МТ вокруг Солнца.

Со временем некоторые N -орбиты могут переходить в M -орбиты, а C - и M -орбиты — в A -орбиты. При $t > 100T_s$ (T_s — синодический период обращения) такие переходы редки. В случае первоначально круговых орбит ($e_0 = 0$) при исходном угле с вершиной в Солнце между направлениями на объекты $\varphi_0 = 60^\circ$, $10^{-9} \leq \mu_1 \leq 10^{-4}$ и рассматриваемом интервале времени $T_0 \sim 10^4 t_0$ (t_0 — время оборота первой МТ вокруг Солнца) максимальные значения

$\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$ для N -, M -, A - и C -типов N_t получены равными, соответственно, $\alpha = (1,63-1,64) \cdot \mu^{1/2}$, $\beta = (0,77-0,81) \cdot \mu^{1/3}$, $\gamma = (2,1-2,45) \cdot \mu^{1/3}$ и $\delta = (1,45-1,64) \cdot \mu^{2/7}$, где $\mu = \mu_1 \mu_2$. При других значениях φ_0 значения α , β и δ , как правило, меньше. Ранее случай $\varphi_0 = 60^\circ$ не рассматривался, а значения β точно не оценивались. В случае $\mu_1 = 10^{-3}$ M -орбиты неустойчивы, для $\varphi_0 = 60^\circ$ получено $\alpha = \beta \approx 0,5 \cdot \mu^{1/3}$, $\gamma = (1,8-2,1) \cdot \mu^{1/3}$ и $\delta = (2,3-2,4) \cdot \mu^{2/7}$, а при других φ_0 значения δ и β могли быть меньше, соответственно, на треть и более, чем в 5 раз. При $\mu_1 \leq 10^{-5}$ значения этих величин при варьировании φ_0 , в основном, отличались не более, чем на 10%. В протопланетном диске каждая планетезималь могла тесно сближаться с несколькими соседними планетезимальми.

При $10^{-9} \leq \mu_1 \leq 10^{-4}$ и $\varphi_0 = 60^\circ$ доля M -орбит, т. е. отношение $(\beta - \alpha)/\delta$, меняется в пределах от 0,18 до 0,25. Чем меньше μ_1 , тем меньше доли N - и A -орбит и тем больше доля C -орбит. При $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-9}$ доли C - и A -орбит примерно одинаковы ($\gamma - \beta \approx \delta - \gamma$).

В ряде случаев при некоторых ϵ_0 , принадлежащих подобласти, лежащей внутри интервала $[\beta, \gamma]$, были получены C -орбиты, а при некоторых $\epsilon_0 \in [\gamma, \delta]$ элементы орбит менялись периодически.

Движение около треугольных точек либрации исследовалось не только численно, но и аналитически. При $\epsilon_0 = 0$ получено, что минимальные значения φ_0 , соответствующие N - и M -типам, близки к 0,4 и $4\mu^{1/3}$ рад. Графики изменений a со временем имеют N - или M -образный вид. Чем меньше μ , тем ближе M -образные изменения a к Π -образным. Периоды изменений $a(t)$ для N - и M -орбит максимальны при $\epsilon_0 \approx \alpha$ и при этом могут в 2-6 раз превышать T_s^* , где T_s^* — синодический период обращения при движении МТ по фиксированным исходным орбитам.

В случае тесных сближений объектов (A -тип) графики изменений элементов орбит со временем, полученные при различных значениях ϵ_r точности интегрирования на шаге, близки друг к другу, в основном, только до первого очень тесного сближения объектов. Однако характер и пределы изменений элементов орбит для этих графиков примерно одинаковы. Варьирование ϵ_r оказывает такое же влияние на изменения элементов орбит, как и варьирование исходных положений МТ на орбитах.

В случае $\mu_1 \leq 10^{-5}$ и $\epsilon_0 = 0$ максимальные эксцентриситеты $e_{\max}$ обычно не превышают $(7-8) \cdot \mu_1^{1/3}$ при $\mu_1 \gg \mu_2$ и $(4-6) \cdot \mu_1^{1/3}$ при $\mu_1 = \mu_2$ для A -типа, а также $(4-6) \cdot \mu_1^{1/3}$ при $\mu_1 \gg \mu_2$ и $4 \cdot \mu_1^{1/3}$ при $\mu_1 = \mu_2$ для C -типа. Когда МТ движутся внутри сферы Хилла, оскулирующие эксцентриситеты их гелиоцентрических орбит могут быть значительно больше этих значений $e_{\max}$. Максимальное удаление МТ от Солнца для A - и C -типов достигало, соответственно, $1 + 1,5\delta$ и $1 + 2\delta$ при $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-9}$ и $1 + 5,6\delta$ и $1 + 6,6\delta$ при $\mu_1 = 10^{-5} \gg \mu_2$.

При больших исходных эксцентриситетах значения β меньше, γ и $e_{\max}$, как правило, больше, а α почти такое же, как и при меньших значениях e_1^0 и e_2^0 . При некоторых ориентациях орбит для $N_t = M$ амплитуда долгопериодических изменений e может превышать ϵ_0 . Полученные результаты позволяют в ряде случаев (например, при первоначально круговых орбитах) определять по начальным данным характер и пределы изменений элементов орбит двух гравитационно взаимодействующих объектов.

Эволюция орбит астероидного типа при резонансе 2 : 5

Введение

Число работ, посвященных исследованию эволюции орбит астероидного типа в окрестности резонанса 2 : 5 с движением Юпитера, значительно увеличилось в последние годы (Винников, 1990 а, б; Герасимов и Винников, 1991; Гринберг и Шолл, 1979, Ешикава, 1989, 1991; Ипатов, 1980 а, 1982 г, 1988 а, г, 1989 а, в, е, 1991 б, в, е, 1992 а, г, е; Хан и др., 1991; Чеботарев и др., 1974; Шидлиховский и Мелендо (1986); Шидлиховский, 1987 а, б, 1988; Шолл и Фрешлэ, 1975). В работах Гринберга и Шолла (1979) и Шолла и Фрешлэ (1975) исследования проводились путем интегрирования усредненных уравнений движения, а Шидлиховский (1986, 1987 а, б, 1988) использовал метод точечных отображений. При достаточно больших эксцентриситетах ($e > 0,5$) эти методы не всегда дают возможность получить достаточно точные результаты (Хенрард и Леметр, 1987; Марри и Фокс, 1984; Ешикава, 1989). Поэтому в работах (Гринберг и Шолл, 1979; Ешикава, 1989, 1991; Ипатов, 1980 а, 1982 г, 1988 а, г, 1989 а, в, 1991 б, в, 1992 а, г; Хан и др., 1991; Шолл и Фрешлэ, 1975) исследования проводились путем численного интегрирования уравнений движения. Гринберг и Шолл (1979) при исследовании квазипериодических орбит, а Шидлиховский (1987 б) при исследовании хаотических орбит получили рост e от начального значения $e_0 \leq 0,14$ до 0,4. Шолл и Фрешлэ (1975), Шидлиховский и Мелендо (1986) прекращали вычисления, когда e достигало 0,3, так как считали, что при таких e астероиды покидают резонанс из-за столкновений с другими астероидами.

Люками Кирквуда называются области значений больших полуосей a орбит, которые соответствуют минимумам в распределении астероидов по a . Для этих люков отношение периодов обращения астероида и Юпитера вокруг Солнца близко к 1 : 3, 2 : 5, 1 : 2 или 3 : 7. В настоящее время наиболее популярна гипотеза происхождения люков Кирквуда, согласно которой в ходе эволюции эксцентриситеты резонансных орбит астероидов достигали значений, при которых их перигелии лежали внутри орбиты Марса. Так как скорости изменений долготы перигелия π и долготы восходящего узла орбиты Ω различны для астероида и планеты, то такие астероиды могли покидать люк вследствие тесных сближений с Марсом и Землей. Уиздом (1982, 1983) для люка 1 : 3 и Шидлиховский (1987 б) для люка 2 : 5 высказали эту гипотезу, основываясь на исследованиях хаотических орбит. Ипатов (1982 г, 1988 а, г) независимо сделал аналогичное предположение о миграции из этих люков астероидов, двигавшихся по квазипериодическим орбитам. Его предположение основывалось на результатах работы (Ипатов, 1980 а), в которой в случае соизмеримостей 2 : 5, 1 : 3 и 1 : 2 для ряда фиктивных астероидов при квазипериодических изменениях эксцентриситетов e был получен рост e от 0,15 до 0,75, 0,45 и 0,35, соответственно. Уиздом (1983) и Ешикава (1990) для резонанса 1 : 3 и Ипатов (1989 а, в, 1991 в, 1992 а, г) и Ешикава (1991) для резонанса 2 : 5 получили, что границы областей исходных значений больших полуосей a_0 и эксцентриситетов e_0 орбит фиктивных астероидов, при которых для каких-либо исходных ориентаций орбит достигается орбита Марса (т. е. максимальный эксцентриситет $e_{\max} \geq 0,41$), близки к границам соответствующих люков Кирквуда. Ешикава (1991) исследовал плоскую модель, а Ипатов (1989 а, в, 1991 в, 1992 а, г) рассматривал также пространственный случай. Получено (Ипатов, 1989 а, в), что для исходных наклонений $5^\circ \leq i_0 \leq 20^\circ$ область значений a_0 и e_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$, при $a > a_{2/5}$ (особенно при $e \geq 0,2$) больше, чем при $a < a_{2/5}$, где $a_{2/5}$ — значение a , соответствующее резонансу 2 : 5. Такой же вид имеет и область значений a и e , свободная от реальных астероидов, для которых наклоны орбит $i \geq 5^\circ$.

§ 1. Варианты расчетов

Проводимые в настоящей главе исследования основаны на результатах численного интегрирования полных (неосредненных) уравнений движения задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид) для более пятисот фиктивных астероидов. Масса астероида считалась ненулевой (равной $10^{-7}M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца) для более удобного контроля сохранения интегралов движения [рассмотренного в работе (Ипатов, 1988 г)] и в связи с тем, что для меньшей массы астероида эволюция его орбиты практически такая же. Орбиты реальных астероидов приводятся обычно относительно орбиты Земли. Поэтому, хотя нами рассматривалась задача трех тел, угловые элементы орбит фиктивных астероидов отнесены к эклиптике.

Исходные данные для большинства рассмотренных орбит задавались в виде серий, приведенных в табл. 3.1 и 3.2. В этих таблицах, а также в тексте главы используются следующие обозначения: N_s — номер серии; N_{Σ} — число астероидов в серии; a_0 , e_0 , i_0 , ω_0 , Ω_0 и ν_0 — начальные значения a , e , i , ω , Ω и ν астероида, где a — большая полуось, i — наклон орбиты к эклиптике, ω — угловое расстояние перигелия от узла, ν — истинная аномалия; соответствующие значения для Юпитера помечены значком J . Для плоской модели угол Δi между плоскостями орбит Юпитера и астероида равен нулю, $\Delta \pi$ — это угол между направлениями на перигелии их орбит. В пространственном случае $\Delta \pi = (\omega + \Omega) - (\omega_J + \Omega_J)$. Исходное значение $\Delta \pi$ обозначено через $\Delta \pi_0$. Если не оговорено особо, то исходное значение ν Юпитера (ν_J^0) считается равным нулю, $\nu_0 = 0$ и речь идет о резонансе 2 : 5 или о некоторой его окрестности. Если $i_0 \neq 0$, то $i_J = 1^\circ 18'$, $\omega_J = 90^\circ$ и $\Omega_J = \Omega_0 = 0$. При таком выборе Ω_0 и Ω_J исходное значение угла между плоскостями орбит астероида и Юпитера $\Delta i_0 = i_0 - i_J$. При $e_0 = 0$ на рисунках считается, что $u_0 = \omega_0$, где $u = \omega + \nu$. В пространственном случае для значительной части исходных данных i_0 равнялось среднему наклонению орбит реальных астероидов, т. е. 10° . Через N_M , N_E и N_V в табл. 3.1 обозначено число астероидов в серии, которые могут пересекать орбиты Марса, Земли и Венеры. В этих случаях $e_{\max}$ не меньше 0,41, 0,65 и 0,74, соответственно. Обозначения N_B , N_C , N_D , N_H , N_J и N_Q , используемые в табл. 3.1, приведены в § 7.

В сериях расчетов, представленных в табл. 3.1, варьировались значения e_0 , ω_0 , $\Delta \pi_0$ или ν_0 , но рассматривались только случаи $a_0 = a_{2/5}$, где $a_{2/5}$ — значение a , соответствующее

Таблица 3.1

Исходные данные и результаты численного моделирования в случае, когда исходное значение большой полуоси орбиты астероида соответствует строгой соизмеримости 2 : 5 с движением Юпитера

N_s	i_0	e_J	e_0	ν_0	$\Delta \pi_0$	ω_0		T_0/t_J
1	0	0,0484	0,15	$1 \cdot 60^\circ$	$n \cdot 60^\circ$	—	$l = 0, 1, \dots, 5$	$5 \cdot 10^3$
2	0	0,0484	0,05	0	$n \cdot 60^\circ$	—	$n = 0, 1, \dots, 5$	$5 \cdot 10^3$
3	0	0,0484	0,15	0	$130^\circ < \Delta \pi_0 < 170^\circ$	—		$5 \cdot 10^3$
4	0	0,0484	$k \cdot 0,05$	0	120°	—	$k = 0, 1, \dots, 6$	$5 \cdot 10^3$
5	0	0,06	0,05	0	$n \cdot 60^\circ$	—	$n = 0, 1, \dots, 5$	$5 \cdot 10^3$
6	0	0,06	0,15	0	$n \cdot 60^\circ$	—	$n = 0, 1, \dots, 5$	$5 \cdot 10^3$
7	10°	0,0484	0,15	0	$30^\circ + l \cdot 60^\circ$		$l = 0, 1, \dots, 5$	10^4
8	10°	0,06	0,15	0	$30^\circ + l \cdot 60^\circ$		$l = 0, 1, \dots, 5$	10^4
9	$m \cdot 5^\circ$	0,0484	$s \cdot 0,05$	0	120°	210°	$m = 1, 2, 4$	10^4
10	$m \cdot 5^\circ$	0,06	$s \cdot 0,05$	0	120°	210°	$s = 0, 1, 3, 6$	10^4

N_s	N_{Σ}	N_M	N_E	N_V	N_B	N_C	N_D	N_H	N_J	N_Q
1	36	26	13	10	13	0	2	11	0	10
2	6	2	0	0	0	0	2	0	1	3
3	13	9	5	3	5	0	4	0	0	4
4	7	7	4	2	4	0	2	1	0	0
5	6	2	0	0	0	0	2	0	1	3
6	6	5	4	4	3	1	0	1	0	1
7	6	4	1	1	1	0	1	2	0	2
8	6	4	4	4	3	1	0	0	0	2
9	12	9	3	1	2	1	1	4	1	3
10	12	10	7	7	6	1	0	0	2	3

Таблица 3.2

Исходные данные и результаты численного моделирования в случае, когда исходное значение большой полуоси орбиты астероида находится в окрестности соизмеримости 2 : 5 с движением Юпитера

N_s	i_0	e_J	e_0	ν_0	$\Delta\pi_0$	ω_0	T_0/t_J	$[k^-, k^+]$	k_M^-	k_M^+
11	0	0,0484	0,15	0	120°	—	$5 \cdot 10^3$	$[-3, 4]$	$(-1,9, -1,8)$	$(1,58, 1,59)$
12	0	0,0484	0,15	300°	180°	—	$5 \cdot 10^3$	$[0, 4]$	нет	нет
13	0	0,06	0,15	300	180°	—	$5 \cdot 10^3$	$[-4, 4]$	$(-1,5, -1,25)$	$(1,25, 1,5)$
14	0	0,06	0,15	0	300°	—	$5 \cdot 10^3$	$[0, 2]$	0	$(1,5, 1,6)$
15	0	0,06	$j \cdot 0,15$	0	240°	—	$5 \cdot 10^3$	$[-7, 6]$	см. рис. 3.1 (а)	
15a	—	—	0,15	—	—	—	$5 \cdot 10^3$	$[-5, 5]$	$(-2,75, -2,5)$	$(2,25, 2,5)$
16	0	0,06	$k \cdot 0,05$	0	120°	—	10^4	$[-4, 6]$	см. рис. 3.1 (б)	
16a	—	—	0,15	—	—	—	10^4	$[-4, 4]$	$(-2,5, -2,25)$	$(2, 2, 25)$
17	10°	0,0484	0,15	0	120°	210°	10^4	$[-5, 5]$	$(-0,25, 0)$	$(2,5, 2,75)$
18	10°	0,06	$k \cdot 0,05$	0	120°	210°	10^4	$[-6, 7]$	см. рис. 3.2 (а)	
18a	—	—	0,15	—	—	—	10^4	$[-3, 4]$	$(-0,75, -0,5)$	$(3,25, 3,5)$
19	10°	0,06	$j \cdot 0,15$	0	180°	270°	10^4	$[-7, 13]$	см. рис. 3.2 (б)	
19a	—	—	0,15	—	—	—	10^4	$[-4, 5]$	$(-2,25, -2)$	$(3,5, 3,75)$
20	$f \cdot 5^\circ$	0,06	0,15	0	120°	210°	10^4	$[-4, 30]$	см. рис. 3.2 (в)	

точной соизмеримости 2 : 5 с движением Юпитера. В других сериях расчетов, наоборот, исходные орбиты различались между собой значениями $\Delta a_0 = a_0 - a_{5/2}$ (а иногда также e_0 или i_0). В каждой такой серии расчетов $\Delta a_0 = 0,001 \cdot a_J \cdot k$, где $k \in [k^-, k^+]$, а значения k^- и k^+ указаны в табл. 3.2. Кроме нуля и целых чисел, в качестве значений k иногда брались также дробные числа. В табл. 3.2 представлены также интервалы, в которых лежат значения k_M^- и k_M^+ , где k_M^- и k_M^+ — минимальное и максимальное значения k , при которых $e_{\max} \geq 0,41$. В тех случаях, когда в серии расчетов рассматривается ряд значений e_0 или i_0 , вместо k_M^- и k_M^+ приведены ссылки на рисунки, по которым можно определить значения k_M^- и k_M^+ . В рассмотренных нами вариантах расчетов $0 \leq e_0 \leq 0,3$ и $i_0 \leq 40^\circ$, причем для большинства астероидов $|a_0 - a_{2/5}| \leq 0,01 a_J$.

Интегрирование уравнений движения проводилось, как правило, на интервале времени $T_0 = 5 \cdot 10^3 t_J$ (t_J — время оборота Юпитера вокруг Солнца) при $\Delta i = 0$, $T_0 = 10^4 t_J$ при $5^\circ \leq i_0 \leq 20^\circ$ и $T_0 = 10^5 t_J$ при $i_0 = 40^\circ$. В плоском случае при $\Delta\pi_0 = 240^\circ$ считалось, что $T_0 = 10^4 t_J$. Если период T_e долгопериодических изменений e превышал эти значения T_0 , то рассматривался больший интервал времени, для которого $T_0 > T_e$. При $i_0 = 40^\circ$ для большинства рассмотренных фиктивных астероидов максимальные значения e и наклонов i достигались через время $\Delta t > 2 \cdot 10^4 t_J$. Поэтому при $i_0 = 40^\circ$ рассматриваемый интервал времени T_0 был больше, чем при $i_0 \leq 20^\circ$.

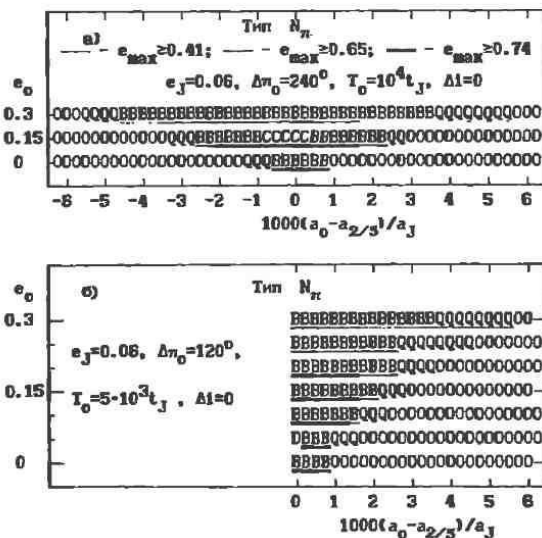


Рис. 3.1. Типы N_π для областей исходных значений большой полуосей a_0 и эксцентриситетов e_0 орбит фиктивных астероидов для плоской модели. Если тип N_π менялся в ходе эволюции, то буква соответствует типу, который характеризуется максимальными значениями эксцентриситетов, и эта буква набрана курсивом. Остальные исходные данные, при которых проводились расчеты, выделены жирным шрифтом. Обычным шрифтом приведены оценки областей исходных данных, сделанные на основе экстраполяции результатов расчетов. Области a_0 и e_0 , при которых максимальные значения эксцентриситета $e_{\max}$ превышают 0,41, 0,65 и 0,74, помечены, соответственно, точечной, простой и двойной линиями. При этих значениях $e_{\max}$ астероиды могут пересекать орбиты Марса, Земли и Венеры

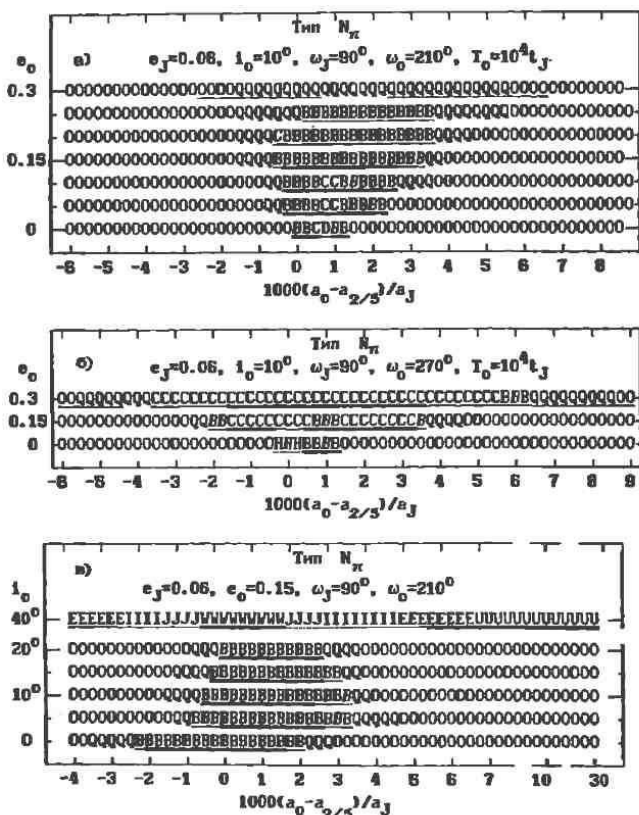


Рис. 3.2. То же, что на рис. 3.1, но для $i_0 = 10^\circ$ ((а)–(б)) или для областей исходных значений больших полуосей a_0 и наклонів i_0 орбит фиктивных астероидов (в)

сделанные на основе результатов расчетов. При этом считалось, что тип N_π такой же, как и для ближайших исходных данных, при которых проводились расчеты. На рис. 3.1–3.2 исходные данные помечены точечной, одинарной и двойной линиями, если в ходе эволюции эксцентриситеты орбит астероидов достигали таких значений, при которых возможны сближения с Марсом, Землей и Венерой, соответственно.

Если не оговорено особо, то ниже речь идет о результатах расчетов, представленных в таблицах и на рисунках. В отдельных случаях результаты расчетов для соизмеримости 2 : 5 при $e_J \neq 0$ сравниваются с результатами расчетов для соизмеримостей 1 : 3 и 1 : 2 при таком же e_J , а также с результатами расчетов для соизмеримости 2 : 5 при $e_J = 0$.

При интегрировании уравнений движения использовался метод Булирша—Штера (1966) экстраполяции с переменным шагом. Переменный шаг интегрирования выбирался так, чтобы относительная величина ошибки на каждом шаге не превышала первоначально заданной постоянной ϵ_r . Интегрирование проводилось в гелиоцентрической системе прямоугольных координат.

Сравнение результатов расчетов, полученных при различных значениях ϵ_r , показало (Ипатов, 1988 а, г), что при использовании 48-разрядной ЭВМ нужно брать $\epsilon_r \sim 10^{-9} - 10^{-8}$. В этом случае при квазипериодических изменениях e и $t \leq 5 \cdot 10^3 t_J$ отношения ошибок вычисления элементов орбит к максимальным значениям этих элементов не превышали 0,001, причем ошибки определения a и e не превышали долей процента от пределов их изменений. Ошибки определения пределов изменения i при $t \leq 10^4 t_J$ не превышали $0,1^\circ$.

Кроме современного значения эксцентриситета орбиты Юпитера $e_J = 0,0484$, в ряде серий расчетов рассматривался случай $e_J = 0,06$. Это связано с тем, что, согласно Эпштейну и др. (1986), за 200 млн лет e_J менялось в пределах от 0,025 до 0,062, а для больших e_J максимальные значения эксцентриситета $e_{\max}$ также оказываются большими (Ипатов, 1989 а, в; Уиздом, 1982).

Графики долгопериодических изменений эксцентриситетов орбит большинства рассматриваемых астероидов были квазипериодическими. В этом случае было выделено несколько типов N_π взаимосвязи долгопериодических изменений элементов орбит (см. § 7). На рис. 3.1–3.2 исходные данные помечены буквами, соответствующими этим типам. Если тип N_π менялся в ходе эволюции, то эти буквы приведены курсивом, причем буква соответствует типу, характеризующемуся большими значениями $e_{\max}$. Остальные исходные данные, при которых проводились расчеты, выделены жирным шрифтом. Обычным шрифтом приведены оценки областей исходных данных,

При $t > 10^4 t_J$ не удавалось точно определять значения a и v в конкретный момент времени. Однако при $T = 3,5 \cdot 10^4 t_J$ ошибки определения минимальных и максимальных значений эксцентриситета ($e_{\min}$ и $e_{\max}$) не превышали 0,01.

В отдельных случаях изменения e со временем не были квазипериодическими и графики изменений e со временем могли зависеть от ϵ_r . Примеры такой зависимости приведены в § 8.

§ 2. Формулы перехода от прямоугольных координат к орбитальным, свободные от особенностей при нулевых наклонах и эксцентриситетах

Некоторые полученные Акимом и Энзеевым (1963) формулы перехода от прямоугольных координат к орбитальным содержат при $v_z \rightarrow 0$ и $z \rightarrow 0$ неопределенности вида $0/0$:

$$\begin{aligned} \sin u &= \frac{C}{\sqrt{(C_x)^2 + (C_y)^2}} \cdot \frac{z}{r}, & \varphi_1 &= \frac{C}{\mu} \cdot \frac{\phi_z}{\sqrt{(C_x)^2 + (C_y)^2}}, \\ \cos u &= \frac{y \cdot C_x - x \cdot C_y}{r \cdot \sqrt{(C_x)^2 + (C_y)^2}}, & \varphi_2 &= \frac{C_x \cdot \phi_y - C_y \cdot \phi_x}{\mu \cdot \sqrt{(C_x)^2 + (C_y)^2}}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $\varphi_1 = e \cdot \sin \omega$, $\varphi_2 = e \cdot \cos \omega$, $\bar{r} = \{x, y, z\}$ — радиус-вектор частицы, $\bar{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$ — ее вектор скорости (в прямоугольных координатах),

$$\begin{aligned} r &= |\bar{r}|, \quad v = |\bar{v}|, \quad \bar{\phi} = \{\phi_x, \phi_y, \phi_z\} = -\mu \cdot \frac{\bar{r}}{r} + [\bar{v} \times \bar{C}], \\ \bar{C} &= [\bar{r} \times \bar{v}] = \{C_x, C_y, C_z\}, \quad C = |\bar{C}|, \quad \mu = f \cdot (M_\odot + m), \end{aligned} \quad (3.2)$$

f — гравитационная постоянная, $M_\odot$ — масса Солнца, m — масса тела.

Подставляя в (3.1) зависимости (3.2) величин ϕ_x , C_x и C_y от x , y , z , v_x , v_y , v_z , Ипатов (1989 в) преобразовал формулы (3.1) к виду (3.3), обеспечивающему более высокую точность вычислений при малых наклонениях орбит:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \text{знак}^* \cdot \frac{C}{\mu} \cdot \frac{-\frac{\mu \cdot \beta}{r} + \beta \cdot [(v_x)^2 + (v_y)^2] - \gamma \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y)}{\sqrt{\beta^2 [(v_x)^2 + (v_y)^2] - 2 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y) + \gamma^2 \cdot (x^2 + y^2)}}, \\ \cos u &= \frac{\text{знак}^* \cdot [\gamma \cdot (x^2 + y^2) - \beta \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y)]}{r \cdot \sqrt{\beta^2 \cdot [(v_x)^2 + (v_y)^2] - 2 \beta \cdot \gamma \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y) + \gamma^2 \cdot (x^2 + y^2)}}, \\ \varphi_2 &= \text{знак}^* \cdot \Theta_0 + \text{знак}(v_z) \cdot \Theta_1 + \Theta_2, \text{ где} \\ \Theta_0 &= \frac{-\gamma \cdot (x^2 + y^2) + \beta \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y)}{\sqrt{\beta^2 \cdot [(v_x)^2 + (v_y)^2] - 2 \beta \cdot \gamma \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y) + \gamma^2 \cdot (x^2 + y^2)}}, \\ \Theta_1 &= \frac{|\gamma| \cdot (y \cdot v_x - x \cdot v_y)^2}{\mu \cdot \sqrt{\beta^2 \cdot [(v_x)^2 + (v_y)^2] - 2 \beta \cdot \gamma \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y) + \gamma^2 \cdot (x^2 + y^2)}}, \\ \Theta_2 &= \frac{v_z}{\mu} \cdot \sqrt{(v_x)^2 \cdot (x^2 + y^2) - 2z \cdot v_x \cdot (x \cdot v_x + y \cdot v_y) + z^2 \cdot [(v_x)^2 + (v_y)^2]}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

В приведенных выше формулах $\gamma = v_z/z$, $\beta = 1$, $\text{знак}^* = \text{знак}(z)$, если $|\gamma| < 1$, т. е. при $|v_z| < |z|$ (значения v_z и z берутся в тех единицах, в которых производятся вычисления), или $\beta = z/v_z$, $\gamma = 1$, $\text{знак}^* = \text{знак}(v_z)$, если $|\gamma| \geq 1$ (т. е. при $|v_z| \geq |z|$). В отличие от формул (3.1), при малых значениях z и v_z числитель и знаменатель в формулах (3.3) не являются малыми величинами. При вычислениях по формулам (3.3) значения z и v_z используются только для определения значений C , γ , β и Θ_2 . Для увеличения скорости счета $\sin u$ вычислялось через $\cos u$: $\sin u = \text{знак}(z) \cdot \sqrt{1 - (\cos u)^2}$.

§ 3. Максимальные значения эксцентриситетов орбит фиктивных астероидов

В плоском случае при $a_0 = a_J/5$, $e_J = 0,0484$ и $e_0 = 0,15$ две трети астероидов достигают орбиты Марса и одна треть астероидов — орбиты Земли (табл. 3.1). Доля астероидов, достигающих орбиты Марса, возрастает с увеличением e_0 , e_J и i_0 , достигая 100% при $i_0 = 40^\circ$ и $e_0 = 0,15$. Отметим, что в астероидном поясе при $2,2 < a < 3,4$ а.е. имеем $i \leq 35^\circ$. Число астероидов, пересекающих орбиту Венеры, при $\Delta a_0 = 0$ близко к числу астероидов, пересекающих орбиту Земли.

Если в случае $\Delta a_0 = 0$ получено $e_{\max} \leq 0,41$, то в большинстве серий расчетов это же условие выполнялось и при других значениях Δa_0 . Исключение составил случай, представленный на рис. 3.2 (а) при $e_0 = 0,25$. В этом случае для ряда значений $\Delta a_0 > 0$ получено $e_{\max} \geq 0,41$.

Пусть при $\Delta a_0 = 0$ и каких-то исходных элементах орбит астероида и Юпитера получено $e_{\max} \geq 0,41$. Тогда для тех же исходных значений e , i , ω , Ω и ν , как в плоском, так и в пространственном случаях, можно выделить области $[\Delta a_M^-, \Delta a_M^+]$ значений Δa_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$. Размеры этих областей при различных исходных значениях ω , Ω и ν могут отличаться более чем вдвое в пространственном случае (ср. значения $\Delta a_M^-/a_J$ и $\Delta a_M^+/a_J$ при $e_0 = 0,3$, представленные на рис. 3.2 (а)–(б)) и почти вдвое в плоском случае (ср. значения $k_M^- = 1000\Delta a_M^-/a_J$ и $k_M^+ = 1000\Delta a_M^+/a_J$ для серий $N_s = 13, 14, 15$ и 16 табл. 3.2). Для плоской модели разность между значениями $|\Delta a_M^-|$ и Δa_M^+ не превышала $0,2\Delta a_M^+$. В одних случаях (см. значения k_M^- и k_M^+ в серии $N_s = 11$ табл. 3.2) получено $|\Delta a_M^-| > \Delta a_M^+$, а в других случаях (рис. 3.1 (а)) $|\Delta a_M^-| < \Delta a_M^+$. В пространственном случае зависимость Δa_M^- и Δa_M^+ от исходных значений ν , ω и Ω больше, чем в плоском. При $i_0 = 10^\circ$ значение Δa_M^+ в большинстве рассмотренных вариантов превышало $|\Delta a_M^-|$, по крайней мере, вдвое (рис. 3.2). В случае $e_0 = 0,3$ максимальные (по различным исходным значениям ω , Ω и ν) значения $\Delta a_M = \Delta a_M^+ - |\Delta a_M^-|$ при $i_0 = 10^\circ$ вдвое больше, чем для плоской модели. В случае $e_0 \leq 0,25$ отношение максимальных значений Δa_M , полученных при $i_0 = 10^\circ$ и при $\Delta i = 0$, в основном, не превышало 1,3. Для больших e_0 значения Δa_M больше.

При $e_J = 0,06$ полученные значения Δa_M были в 1,3 раза больше, чем при $e_J = 0,0484$, в плоском случае (ср. $N_s = 11$ и $N_s = 16$ а) и почти в 1,5 раза больше, если $i_0 = 10^\circ$ (ср. $N_s = 17$ и $N_s = 18$ а). В отдельных случаях область значений Δa_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$, состояла из двух отрезков (рис. 3.2 (а)). В случае, представленном на рис. 3.2 (в), при $i_0 = 5^\circ$ значения Δa_M примерно такие же, а при $i_0 = 20^\circ$ примерно на треть меньше, чем при $i_0 = 10^\circ$.

При $i_0 = 40^\circ$ для всех рассмотренных фиктивных астероидов $e_{\max} \geq 0,59$. Отметим, что даже для нерезонансных орбит при достаточно малом значении интеграла $(1 - e^2) \cos^2 i = \text{const}$ осредненной круговой задачи, т.е. при достаточно большом наклонении i , изменения e могут быть велики (Лидов, 1961). В серии расчетов $N_s = 20$ для $i_0 = 40^\circ$ при $0 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,001$ и $0,007 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,03$ получено $e_{\max} > 0,99$ и $i_{\max} \approx 160^\circ$. Для одного из астероидов изменения e равнялись 0,99, а для другого астероида получено $e_{\max} = 0,9999$. Однако значения $e_{\max}$ могли быть даже больше, так как элементы орбит определялись с шагом $\Delta t \geq 10t_J$. Заметим, что при $e > 0,9983$ астероид из люка 2 : 5 сталкивается с Солнцем.

При $i_0 \leq 20^\circ$ и $e_0 \leq 0,2$ в трехмерном пространстве $(\Delta a_0, e_0, e_{\max})$ или $(\Delta a_0, i_0, e_{\max})$ поверхность значений $e_{\max}$ представляет собой «плоскогорья», разделенные крутыми «обрывами». Для больших e_0 и i_0 эти «обрывы» меньше и в ряде случаев при $i_0 = 40^\circ$ или $e_0 = 0,3$ их нет совсем (Ипатов, 1989 а, в).

§ 4. Формирование люка Кирквуда 2 : 5

Вследствие гравитационного влияния планет, орбиты астероидов меняются со временем. Время существования Солнечной системы ($4,6 \cdot 10^9$ лет) почти в 10^5 раз больше интервала времени, на котором проводились расчеты. Поэтому можно предположить следующее: если для некоторых исходных значений a и e получено, что при каких-то исходных значениях ω , Ω и ν астероид достигал орбиты Марса, то для тех же исходных значений a и e за время существования Солнечной системы астероиды могли неоднократно достигать орбиты Марса и при любых других исходных значениях ω , Ω и ν .

При расчетах получено, что если при $\Delta a_0 = 0$, $e_0 \leq 0,2$ и $i_0 \leq 20^\circ$ астероид в ходе эволюции достигает орбиты Земли, то для одинаковых исходных значений e , i , ω и ν область значений Δa_0 , при которых в ходе эволюции астероид может достигать орбиты Марса, почти совпадает с областью значений Δa_0 , при которых астероид может достигать орбиты Земли (рис. 3.1–3.2). Области значений Δa_0 , при которых достигаются орбиты Венеры и Земли, ненамного отличаются между собой, если $e_0 \leq 0,15$. Поэтому астероиды могли покидать лок не только при сближениях с Марсом, но также при сближениях с Землей и Венерой, соответственно. Эффективный радиус Земли обычно не менее, чем в два раза превышает эффективный радиус Марса. Поэтому метеориты, мигрировавшие из лока 2 : 5, возможно, чаще выпадали на Землю, чем на Марс. Как отмечалось ранее Зиммерманом и Везериллом (1973), Уиздомом (1985, 1987) и Везериллом (1988а), источниками пополнения группы Аполлона и Амура, а также метеоритов, выпадавших на Землю, могли быть тела из локов 1 : 3, 1 : 2 и из внутренней части астероидного пояса. Полученные нами результаты показывают, что одним из этих источников могли быть также тела из лока Кирквуда 2 : 5.

На рис. 3.3 представлено распределение реальных астероидов по большим полуосьм a и эксцентриситетам e их орбит около лока Кирквуда 2 : 5. Границы области значений a_0 и e_0 , при которых для каких-либо исходных ориентаций орбит фиктивных астероидов и их исходных положений на орбитах получено $e_{\max} \geq 0,41$, помечены пунктиром в плоском случае и штрихпунктиром при $i_0 = 10^\circ$. Эти области имеют V-образный вид и почти совпадают с областями значений a и e , при которых нет реальных астероидов.

Область, свободная от реальных астероидов, для которых $i \geq 5^\circ$, справа от резонанса больше, чем слева (особенно при $e \geq 0,2$). Такой же вид имеет и полученная при $5^\circ \leq i_0 \leq 20^\circ$ область начальных значений a и e , при которых $e_{\max} \geq 0,41$. Обзор работ, в которых асимметрия локов объясняется с помощью других механизмов, сделан Деминым и Журавлевым (1979).

При расчетах получено (рис. 3.2 (в)), что ширина зоны значений Δa_0 , для которых $e_{\max} \geq 0,41$, при $i_0 = 5^\circ$ и $i_0 = 10^\circ$ больше, чем при $\Delta i = 0$ и $i_0 = 20^\circ$. Ширина реального лока 2 : 5 также максимальна при $5^\circ < i \leq 10^\circ$. При таких i для $\Delta a = a - a_{5/2} > 0$ этот лок шире полученной при расчетах области значений Δa_0 , для которых $e_{\max} \geq 0,41$ (рис. 3.3). Это отличие может быть связано с тем, что для ряда исходных значений ν , Ω и ω область значений Δa_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$, может быть шире аналогичных областей, представленных на рис. 3.1–3.2.

§ 5. Астероиды, достигающие орбиты Земли

Сравнение максимальных (по рассмотренным исходным данным) областей исходных значений e_0 и Δa_0 , при которых достигались орбиты Марса и Земли, показало (Ипатов, 1992 а), что при $e_0 \leq 0,2$ эти области примерно одинаковы. Рассматривая плоскую модель, Еликава (1991) получил, что в случае $\Delta \pi_0 = 180^\circ$ эти области, наоборот, примерно одинаковы при $e_0 \geq 0,2$. Из рис. 3.1–3.2 видно, что при $e_0 \leq 0,15$ области значений Δa_0 , при которых достигаются орбиты Венеры и Земли, не намного различаются между собой. Эти результаты указывают на то, что астероиды могли покидать лок не только при сближениях с Марсом, но также при сближениях с Землей и Венерой, соответственно. Эффективный

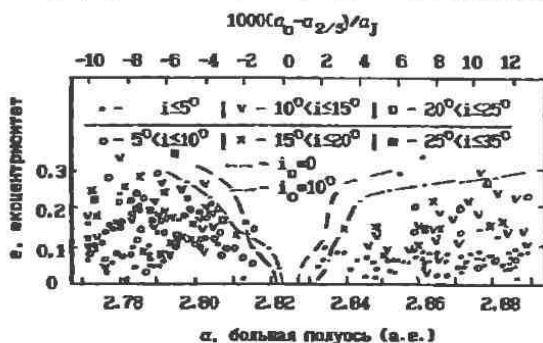


Рис. 3.3. Распределение астероидов по эксцентриситетам e и большим полуосьм a их орбит в окрестности лока Кирквуда 2 : 5. Пунктирной и штрихпунктирной линиями помечены границы максимальной области значений $\Delta a_0 = a_0 - a_{2/5}$ и e_0 , при которых для некоторых исходных ориентаций орбит и начальных положений на этих орбитах получено $e_{\max} \geq 0,41$, в плоском случае и при $i_0 = 10^\circ$ соответственно

радиус (Охотимский, 1968) Земли обычно не менее, чем в два раза превышает эффективный радиус Марса. Поэтому метеориты, мигрировавшие из люка Кирквуда $2 : 5$, возможно, чаще выпадали на Землю, чем на Марс. Для резонанса $1 : 3$, согласно Ешикаве (1990, 1991), области исходных данных, при которых достигается орбита Земли, значительно меньше области исходных данных, при которых достигается орбита Марса. Для соизмеримостей $3 : 7$ и $1 : 2$ Ешикава (1991) получил, что сравнительно небольшое число астероидов достигало орбиты Марса и ни один из этих астероидов не достигал орбиты Земли. Для резонанса $1 : 2$ большой рост эксцентриситета, при котором достигается орбита Марса, получен Морбиделли (1996), Франклином (1996), Мишченко и Ферраз-Меллоу (1997). Поэтому преждевременно делать вывод, как в работах (Леметр и Хенрард, 1990; Ешикава, 1991), о том, что сценарий образования этих люков $3 : 7$ и $1 : 2$ должен быть другим, чем люков $1 : 3$ и $2 : 5$.

При $e \geq 0,75$ астероид может достигать орбиты Юпитера. Такие значения e были получены примерно для 100 рассмотренных нами фиктивных астероидов, однако только при $i_0 = 40^\circ$ отдельные астероиды покидали люк, причем, если не рассматривать Солнце как материальную точку, то эти астероиды могли выпасть на Солнце раньше, чем большие полуоси их орбит покинули окрестность $a_{2/5}$. Выпадение астероидов из люка $2 : 5$ на Юпитер, их выброс Юпитером на гиперболические орбиты или другой выход их из резонанса в рамках задачи трех тел маловероятны. Гравитационное влияние других планет или столкновения с астероидами могут приводить к сближениям астероидов из люка $2 : 5$ с Юпитером, но количественные оценки такого влияния не проводились.

При $e_J = 0,0484$ максимальные области исходных данных, при которых достигаются орбиты Марса и Земли, меньше (но не более, чем в 1,5 раза), чем в представленном на рис. 3.1–3.2 случае $e_J = 0,06$. Например, в случае $e_0 = 0,15$ и $\Delta\pi_0 = 120^\circ$ увеличение e_J от 0,0484 до 0,06 привело к увеличению области значений Δa_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$, в 1,2 раза при $\Delta i = 0$ и в 1,45 раза при $i_0 = 10^\circ$. В этих сериях расчетов астероиды, достигавшие в ходе эволюции орбиты Марса, достигали также орбиту Земли.

Как отмечалось ранее в работах Везерилла (1988а, 1989а), Уиздома (1985, 1987), Зиммермана и Везерилла (1973), источниками пополнения групп Аполлона и Амура, а также метеоритов, выпадающих на Землю, могут быть тела из люков $1 : 3$, $1 : 2$ и из внутренней части астероидного пояса. Фрешлэ и Шолл (1988), Шолл и Фрешлэ (1990, 1991) в качестве этих источников рассматривали резонансы ν_5 , ν_6 и ν_{16} . Возможная роль люка $2 : 5$ в миграции тел к Земле указывалась в работе Шумейкера и др. (1979). По нашему мнению, роль люка $2 : 5$ для пополнения групп Аполлона и Амура может быть даже большей, чем для других люков, так как в отличие от других резонансов при резонансе $2 : 5$ большинство астероидов, достигающих в ходе эволюции орбиты Марса, достигают также орбиты Земли. В работе Гринберга и Шолла (1979) утверждается, что роль люка $2 : 5$ в миграции тел к Земле меньше, чем люка $1 : 3$, из-за сближений астероидов с Юпитером. Однако полученные нами результаты указывают на то, что тесные сближения астероидов из люка $2 : 5$ с Юпитером почти не происходят даже при больших эксцентриситетах орбит этих астероидов.

По мнению Везерилла (1989а), значительная часть тел, пополняющих группы Аполлона и Амура, может приходиться на кометы. В работах (Ип и Фернандес, 1991; Ипатов 1988б; Торбет и Смолуховский, 1990; Энеев, 1980) в качестве тел, мигрировавших внутрь Солнечной системы, рассматривались тела транснептунового пояса. Подробнее миграция к Земле объектов этого пояса обсуждается в главе VII.

В серии расчетов при $i_0 = 40^\circ$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $\omega_0 = 210^\circ$, $T_0 = 10^5 t_J$ и $0,004 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,03$ нами получено $e_{\max} \geq 0,59$. В частности, при $0 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,001$ и $\Delta a_0/a_J \geq 0,007$ имеем $e_{\max} \geq 0,99$ и $i_{\max} > 150^\circ$. В ряде вариантов расчетов элементы орбит определялись через время $\Delta t = 20 t_J$. При этих расчетах получено, что для некоторых астероидов $e_{\max} > 0,9999$ и в большинстве рассмотренных вариантов в ходе эволюции e достигало 0,9983, т. е. астероид сталкивался с Солнцем. Незначительная часть тел, пролетевших вблизи Солнца и нагревшихся до высокой температуры, могла выпасть на Землю. Во время раскачки орбит астероидов планетезиমালাми из зон планет-гигантов, проникавшими в астероидный пояс, наклоны орбит некоторых астероидов могли достигать 40° и часть этих астероидов могла выпадать на Солнце. При $0,002 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,006$ и $i_0 = 40^\circ$ получено $e_{\max} \leq 0,8$. Поэтому при $a_{2/5} \leq a_0 < a_J$ и $i > 40^\circ$ время жизни астероидов, находящихся в некоторых окрестностях резонансов или с либрирующим ω (Жозаи, 1980), как правило, больше, чем для других астероидов.

§ 6. Особенности распределения астероидов около люка 2 : 5

Результаты исследования методом сфер действия эволюции орбит двух гравитационно взаимодействующих астероидов показывают (Ипатов, 1978 а), что в ходе эволюции модуль разности их больших полуосей, в основном, возрастает и орбиты астероидов стремятся к такому состоянию, когда афелий орбиты одного астероида близок к перигелию орбиты другого астероида. Миграцией астероидов под влиянием наиболее крупных астероидов можно объяснить некоторые особенности распределения астероидов около люка Кирквуда 2 : 5.

В астероидном поясе для семи из девяти астероидов, у которых абсолютная звездная величина $B(1,0) \leq 7,0$, выполняется соотношение $a \leq 2,77$ а.е. $< a_{2/5} \approx 2,824$ а.е. (у четырех из них $2,64 \leq a \leq 2,77$ а.е., а у трех $2,36 \leq a \leq 2,43$ а.е.). Большая полуось крупнейшего астероида — Цереры равна 2,766 а.е. При $e > 0,15$ и $a_{2/5} < a < 2,86$ а.е. число астероидов мало. Возможно, что большинство астероидов с такими элементами орбит за время существования Солнечной системы увеличили большие полуоси своих орбит на несколько сотых а.е., а астероиды с $a < a_{2/5}$ не могли прийти им на смену, так как при таких e люк широкий.

У большинства реальных астероидов с $i < 5^\circ$ в окрестности люка 2 : 5 эксцентриситеты $e < 0,1$. При малых e и i сближения астероидов происходят чаще и большая полуось орбиты астероида меняется быстрее, а люк узкий, и астероиды могут пройти через него. Возможно, этим можно объяснить то, что число астероидов с $i < 5^\circ$, $e < 0,05$ и $2,79$ а.е. $< a < a_{2/5}$ мало. Астероиды, для которых $a < 2,79$ а.е., не смогли прийти на место этих астероидов, вероятно, из-за того, что при $2,75 < a < 2,79$ а.е. сближения с Церерой происходят редко из-за больших значений синодического периода. Ряд других гипотез возникновения особенностей в распределении элементов орбит астероидов рассмотрен в приложении I работы (Ипатов, 1989 в).

§ 7. Взаимосвязь изменений эксцентриситета и долготы перигелия в случае, когда периоды этих изменений одинаковы

Для большинства рассмотренных нами фиктивных астероидов элементы орбит менялись со временем почти периодически. На графиках изменений a , e и $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ со временем можно выделить несколько периодических составляющих с разными амплитудами, которые могут меняться в ходе эволюции. Обозначим через T_e период изменений e , имеющих наибольшую амплитуду, а через T_π период долгопериодических изменений $\Delta\pi$, если $\Delta\pi$ либрирует около некоторой постоянной s_π , или время, за которое $\Delta\pi$ меняется на 360° , если $\Delta\pi$ меняется монотонно (с точностью до периодических изменений с небольшой амплитудой). В большинстве вариантов расчетов при $e_J \neq 0$ получено $T_\pi = T_e$. В этом случае типы N_π взаимосвязей изменений $\Delta\pi$ и e можно охарактеризовать (Ипатов, 1988 а, 1989 а) с помощью формулы

$$\Delta\pi = 360^\circ(t - t_+)S_\pi/T_e + \xi + \Delta\pi_e^+, \quad (3.4)$$

а также значений величин S_π , $\Delta\pi_e^+$, S_π , $\Delta\pi_e^-$, S_π^- и N_π , приведенных в табл. 3.3. Если $a_R \in [a_{\min}, a_{\max}]$ (где a_R — значение a , соответствующее рассматриваемому строгому резонансу с движением Юпитера; $a_{\min}$ и $a_{\max}$ — минимальное и максимальные значения a

Таблица 3.3

Типы N_π взаимосвязей между долгопериодическими изменениями эксцентриситета астероида e и разности $\Delta\pi$ долгот перигелиев астероида и Юпитера в случае, когда периоды долгопериодических изменений e и $\Delta\pi$ одинаковы

N_π	B	C	D	H	J	Q	T	Z	E_1	E_2	I	O	Y_1
N_a	R	R	R	R	R	R	R	R	N	N	N	N	N
S_π	1	0	-1	0	0	1	0	-1	0	0	0	1	-1
$\Delta\pi_e^+$	180°	180°	0	0	0	0	180°	180°	90°	180°	0	0	180°
S_π^-	1	1	-1	-1	1	1	0	-1	1	1	1	1	-1
$\Delta\pi_e^-$	0	180°	180°	0	0	180°	180°	0	90°	180°	0	180°	0
S_π^+	1	-1	-1	1	-1	1	0	-1	-1	-1	-1	1	-1
N_F	a	b	b	г	д	з-к	е	с	л	м	у	ж	-

Примечание: Для всех типов, представленных в таблице, $S_\omega = 1$ и $S_\Omega = -1$. Буква N_F указывает те графики на рис. 3.4, на которых приведен тип N_π .

в ходе эволюции), то типы N_π обозначены согласными буквами и считается, что $N_a = R$. При $a_R \notin [a_{\min}, a_{\max}]$ типы N_π обозначены гласными буквами и $N_a = N$. Первый член в правой части формулы (3.4) представляет собой монотонную составляющую $\Delta\pi$, причем S_π указывает знак этой составляющей. При $S_\pi = 0$ монотонной составляющей нет. Через $\Delta\pi_e^+$ и $\Delta\pi_e^-$ обозначены значения $\Delta\pi$, соответственно, в моменты времени $t = t_+$ и $t = t_-$, когда $e(t_+) \approx e_{\max}$ и $e(t_-) \approx e_{\min}$. Если $S_\pi = 0$ (либрация π), то $c_\pi = \Delta\pi_e^+ = \Delta\pi_e^-$. Колебательная составляющая изменений $\Delta\pi$ обозначена через ξ . При расчетах получено, что в ходе эволюции $|\xi| < 180^\circ$ и $\xi \approx 0$ при $t = t_\pm \pm k \cdot T_e/2$, где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Считается, что $S_\pi^+ = 1$, если $\partial\pi/\partial t > 0$, и $S_\pi^+ = -1$, если $\partial\pi/\partial t < 0$, где $t = t_+$ и $\pi(t)$ — зависимость $\pi(t)$, осредненная по короткопериодическим изменениям. Аналогично определяются значения S_π^- для $t = t_-$. Примеры графиков изменений элементов орбит со временем для различных типов N_π приведены на рис. 3.4. Тип $N_\pi = T$ получен только в одном из вариантов расчетов при $t \leq 3500 t_J$ (рис. 3.4 (е)). В этом случае $\Delta\pi$ почти не менялось со временем, $\Delta\pi \approx \Delta\pi_e^- = \Delta\pi_e^+ = 180^\circ$ и $S_\pi^- = S_\pi^+ = 0$. Формула (3.4) согласуется с полученным Вильямсом (1969) результатом, что для круговой задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид) e достигает максимума при $\Delta\pi = 0$ или $\Delta\pi = 180^\circ$. В табл. 3.1 обозначения N_B, N_C, N_D, N_H, N_J и N_Q указывают число вариантов расчетов в серии, для которых были получены типы B, C, D, H, J и Q , соответственно.

Типы $N_\pi = I, N_\pi = O$ и $N_\pi = Y_1$, для которых $N_a = N$, имеют аналоги (соответственно, J, Q и Z) в случае $N_a = R$. При типах $N_\pi = I, N_\pi = E_1$ и $N_\pi = E_2$ величина $\Delta\pi$ либрирует, соответственно, около $0, 90^\circ$ и 180° , а значения S_π, S_π^- и S_π^+ одинаковы (рис. 3.4 (л)–(м), (y)). Пары $N_\pi = B$ и $N_\pi = Q, N_\pi = D$ и $N_\pi = Z, N_\pi = C$ и $N_\pi = J$ отличаются между собой только различными значениями $\Delta\pi_e^-$ и $\Delta\pi_e^+$, а типы $N_\pi = H$ и $N_\pi = J$ — значениями S_π^- и S_π^+ . В случаях $N_\pi = B$ и $N_\pi = H$ при $i_0 \leq 10^\circ$ и $\Delta\pi = 0$ на графиках изменений e со временем виден локальный максимум, который в несколько раз меньше основного максимума e , полученного при $\Delta\pi = 180^\circ$ (рис. 3.4 (а)). Этот локальный максимум больше минимума обычно на $0,05$ – $0,1$ при $N_\pi = B$ и на $0,02$ – $0,05$ — при $N_\pi = H$. В случае $i_0 = 20^\circ$ этот максимум почти не виден

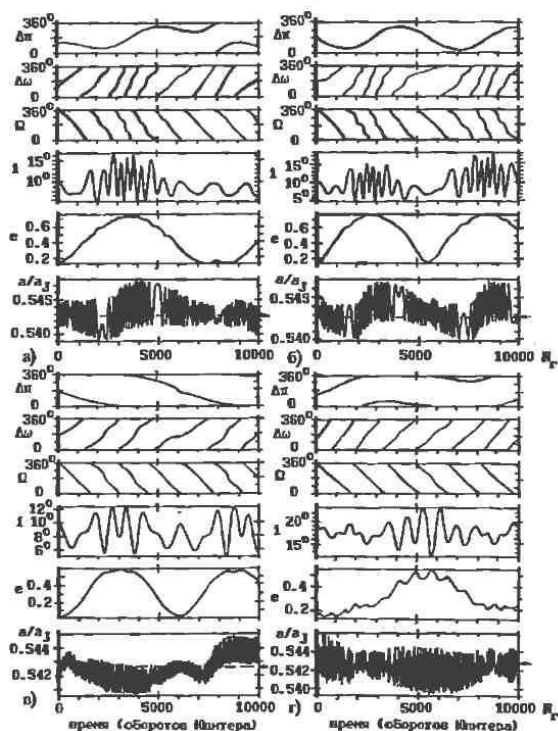


Рис. 3.4. (а–г) Изменения со временем большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i , долготы Ω восходящего узла, углового расстояния ω перигелия от узла астероида и разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ значений долгот перигелиев астероида и Юпитера при различных типах N_π . Во всех вариантах расчетов $i_J = 1^\circ 18'$, $\nu_0 = \nu_J^0 = \Omega_0 = \Omega_J = 0$ и $\omega_J = 90^\circ$.
(а) $N_\pi = B$, $a_0 = a_{2/5} + 0,0015a_J$, $e_J = 0,0484$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
(б) $N_\pi = C$, $a_0 = a_{2/5} + 0,002a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 270^\circ$;
(в) $N_\pi = D$, $a_0 = a_{2/5} + 0,00075a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
(г) $N_\pi = Q \Rightarrow H$, $a_0 = a_{2/5}$, $e_J = 0,0484$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 20^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$

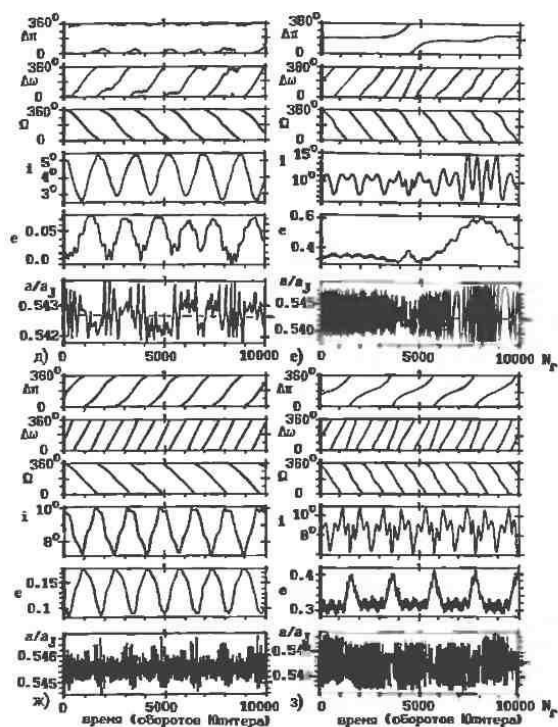


Рис. 3.4. (а-г)

(а) $N_x = J$, $a_0 = a_{2/5}$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;

(б) $N_x = T \rightarrow B$, $a_0 = a_{2/5} + 0,006a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,3$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 270^\circ$;

(в) $N_x = O$, $a_0 = a_{2/5} + 0,004a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,1$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;

(г) $N_x = Q$, $a_0 = a_{2/5} + 0,003a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,3$, $i_0 = 10^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$

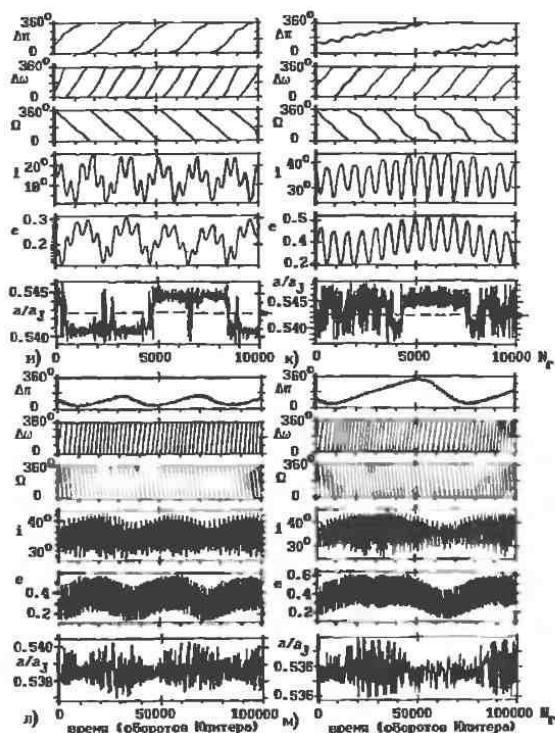


Рис. 3.4. (и-м)

(и) $N_x = Q$, $a_0 = a_{2/5} + 0,003a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 20^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;

(к) $N_x = Q$, $a_0 = a_{2/5}$, $e_J = 0,0484$, $e_0 = 0,3$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;

(л) $N_x = E_1$, $a_0 = a_{2/5} - 0,003a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;

(м) $N_x = E_2$, $a_0 = a_{2/5} - 0,004a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$

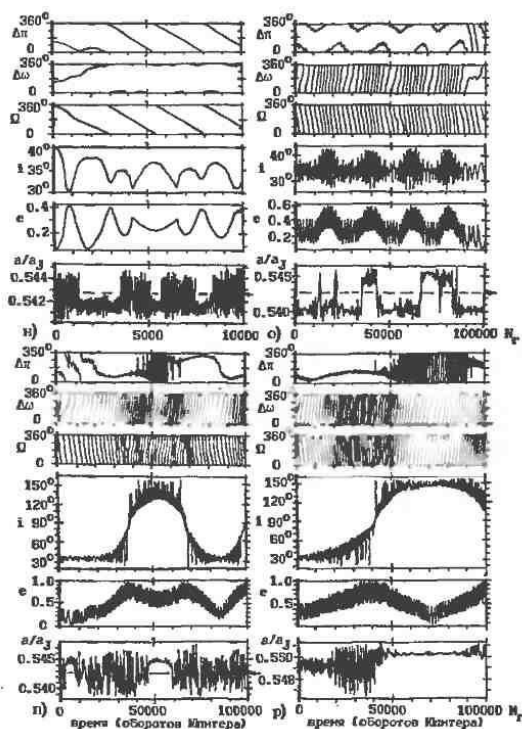


Рис. 3.4. (н-р)

(н) $N_x = X$, $a_0 = a_{2/5}$, $e_J = 0,0484$, $e_0 = 0,05$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
 (с) $N_x = J \Rightarrow Y$, $a_0 = a_{2/5} - 0,001a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
 (п) $N_x = W^- \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow W^+ \Rightarrow U^+ \Rightarrow W^+ \Rightarrow W^-$, $a_0 = a_{2/5}$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
 (р) $N_x = U$, $a_0 = a_{2/5} + 0,007a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$

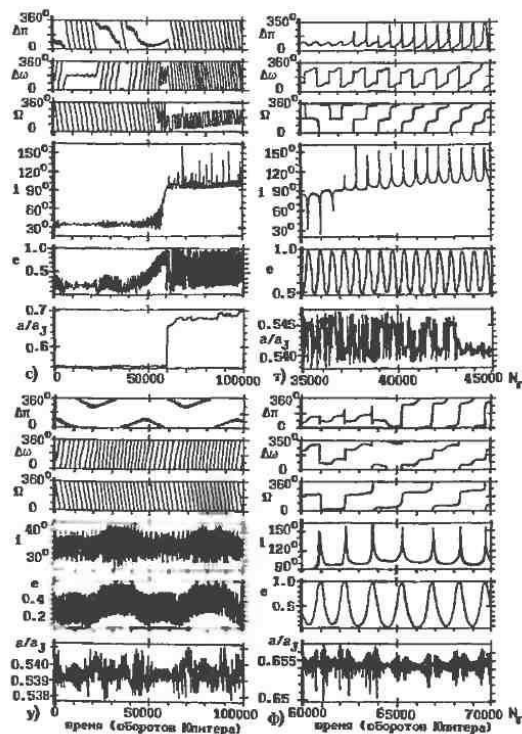


Рис. 3.4. (с-ф)

(с) $N_x = Z \Rightarrow Y \Rightarrow Z \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow U^+$, $a_0 = a_{2/5} + 0,001a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
 (т) $N_x = W^- \Rightarrow W^+$, то же, что для рис. (п), но при другой точности интегрирования на шаге;
 (у) $N_x = I$, $a_0 = a_{2/5} - 0,002a_J$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$;
 (ф) $N_x = U^+$, то же, что для рис. (с), но при другой точности интегрирования на шаге

на фоне изменений e с периодом, меньшим T_e (рис. 3.4 (г)). Для резонанса 2 : 5 нами были получены все типы N_π , представленные в табл. 3.3. В случае резонансов 1 : 3 и 1 : 2 Ипатовым (1980 а) рассматривалось меньшее число фиктивных астероидов и были получены только некоторые из этих типов. При $e_J = 0$ для $e_0 = 0,15$, $\Delta i = 0$ и соизмеримостей 2 : 5, 1 : 3 и 1 : 2 в рассмотренных вариантах расчетов период T_a основных изменений a равнялся $T_e \leq 100t_J$, а время T_π , за которое π изменяется на 360° , было примерно таким же, как и при $e_J = 0,0484$ (Ипатов, 1980 а).

§ 8. Переходы между различными типами N_π

Для ряда исходных данных, находящихся на границах между областями, соответствующими различным N_π , тип N_π меняется со временем и графики изменений e со временем не являются квазипериодическими (рис. 3.4 (е), (о)). В табл. 3.4–3.5 указаны типы N_π для астероидов, графики изменений элементов орбит которых приведены в работах ряда авторов. Стрелочки указывают переходы между различными типами. Изменения элементов ω и Ω в этих работах не рассматривались. Для астероидов $C4$ и $D2$, рассмотренных в работах Ешикава (1990, 1991) и не представленных в табл. 3.5, получены соответственно переходы $Q \Rightarrow C$ и $H \Rightarrow D \Rightarrow H$ соответственно. Для астероида $D4$ из работы (Ешикава, 1991) изменения e и $\Delta\pi$ близки к изменениям этих величин при типе $N_\pi = Q$, но при $e \sim e_{\min}$ значения $\Delta\pi$ возрастают на $1\ 080^\circ$. Для астероида $D7$ из этой же работы получен тип $N_\pi = D$, но амплитуда изменений e

Таблица 3.4

Типы N_π для ряда астероидов, графики изменений со временем элементов орбит которых приведены в цитируемых работах

Астероид	Резонанс	Номера рисунков	Цитируемая работа	Типы N_π
—	2 : 5	2	(Шолл и Фрешлз, 1975)	H
—	2 : 5	3	(Шолл и Фрешлз, 1975)	Q
—	—	2,2	(Ипатов, 1980 а)	O
—	1 : 3	2,16–2,20	(Ипатов, 1980 а)	D
—	2 : 5	2,29	(Ипатов, 1980 а)	B
—	2 : 5	2,22–2,24	(Ипатов, 1980 а)	Q
—	1 : 2	2,32	(Ипатов, 1980 а)	Z
—	1 : 2	2,33	(Ипатов, 1980 а)	Q
Barcelona (945)	ν_5	2–5	(Шолл и Фрешлз, 1990)	J
Olympia (582)	около ν_5	6–8	(Шолл и Фрешлз, 1990)	O
Betulia (1580)	ν_5	9–14	(Шолл и Фрешлз, 1990)	D
B-1	2 : 5	5	(Ешикава, 1989)	D
B-3	2 : 5	5	(Ешикава, 1989)	$Q \Rightarrow B \Rightarrow Q \Rightarrow H$
C-1	3 : 7	7	(Ешикава, 1989)	$B \Rightarrow C \Rightarrow B$
C-1*	3 : 7	22	(Ешикава, 1989)	B
C-3	3 : 7	7	(Ешикава, 1989)	$Q \Rightarrow B \Rightarrow Q$
C-5	3 : 7	22	(Ешикава, 1989)	$B \Rightarrow C \Rightarrow B$
H-1, H-3	2 : 7 и ν_6	14	(Ешикава, 1989)	B
K-3	1 : 4	17	(Ешикава, 1989)	$Q \Rightarrow C \Rightarrow D \Rightarrow C$
L-1	1 : 5	19	(Ешикава, 1989)	$B \Rightarrow Q$
M-1	5 : 9	21	(Ешикава, 1989)	Q
P-1	5 : 8	21	(Ешикава, 1989)	Q

Примечание: Для астероидов $H-1$ и $H-3$ приведены взаимосвязи изменений $\pi - \pi_S$ и e , где π_S — это значение π для Сатурна.

Таблица 3.5

Типы N_π для ряда фиктивных астероидов (A1–D13), графики изменений со временем элементов орбит которых приведены в работах (Ешикава, 1990, 1991)

$N_\pi = B$	$N_\pi = C$	$N_\pi = D$	$N_\pi = H$	$N_\pi = Q$	$N_\pi = Z$	$N_\pi = I$	$N_\pi = O$	Резонанс
A9	A10	A8	A5–A7	A4		A2	A1	1 : 3
B2–B3	B5	B4	B1					2 : 5
C1–C2	C3							3 : 7
D9, D11	D13	D5, D8	D12	D1, D10	D6			1 : 2

с периодом T_e мала по сравнению с амплитудой изменений e с меньшим периодом. Типы $N_\pi = E_1$, $N_\pi = E_2$, $N_\pi = J$, $N_\pi = T$ и $N_\pi = Y_1$ не были получены другими авторами.

Проведенные Шидлиховским (1987а) расчеты показывают, что в случае переходов между типами, характеризующимися различными амплитудами изменений e , орбиты являются хаотическими. В рассмотренных нами вариантах расчетов при переходах между несколькими типами N_π максимальные эксцентриситеты были такими же, как при квазипериодических изменениях эксцентриситетов для одного из этих типов. Исследования хаотических областей нами не проводились. Исследуя характеристическую экспоненту Ляпунова, Шидлиховский (1987а) получил, что орбита является хаотической, если первоначально малый эксцентриситет в ходе эволюции превышает 0,3. Поэтому, орбиты могут быть хаотическими, хотя изменения эксцентриситета являются квазипериодическими.

В случае резонанса 2 : 5 нами было рассмотрено около 500 фиктивных астероидов: половина при $\Delta i = 0$ и половина при $i_0 \neq 0$. Для плоской модели изменения N_π в ходе эволюции получены для шести, а для пространственной модели — для 20 фиктивных астероидов. Большая доля хаотических орбит для больших наклонений при резонансе 1 : 3 была получена Уиздомом (1983). Ешикава (1989) предположил, что области хаотического поведения имеют гораздо большие размеры, если учитывать влияние не только Юпитера, но и Сатурна.

Чем больше рассматриваемый интервал времени, тем больше доля астероидов, для которых N_π меняется в ходе эволюции. Например, в случае, когда $e_J = 0,0484$, $\Delta i = 0$, $e_0 = 0,15$, $\Delta \pi_0 = 120^\circ$ при $T_0 = 5 \cdot 10^3 t_J$ и $0,00159 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,00225$, получено $N_\pi = Q$, а при $T_0 = 10^4 t_J$ и $\Delta a_0/a_J = 0,00175$ в ходе эволюции тип $N_\pi = Q$ сменяется типом $N_\pi = B$. Однако даже при значительном увеличении рассматриваемого интервала времени не всегда можно получить смену типов. Например, в этой же серии расчетов для значений $\Delta a_0/a_J$, равных 0,002, 0,00225 и 0,0025, при $T_0 = 10^5 t_J$ типы N_π оставались теми же самыми (соответственно, Q , Q и O), что и при $T_0 = 5 \cdot 10^3 t_J$.

При некоторых исходных ориентациях орбит полученные области значений Δa_0 , соответствующие типам $N_\pi = B$ и $N_\pi = C$, близки к ширине люка Кирквуда. В этих случаях суммарная ширина двух (при $\Delta a_0 < 0$ и $\Delta a_0 > 0$) зон значений Δa_0 , соответствующих типу $N_\pi = Q$, обычно не превышает 1/4–1/3 ширины области, соответствующей типам $N_\pi = B$ и $N_\pi = C$. В примере, приведенном в предыдущем абзаце, при увеличении рассматриваемого интервала времени в 20 раз зона значений Δa_0 , соответствующая типу $N_\pi = Q$, уменьшилась примерно на 1/3, а область значений Δa_0 , при которых $e_{\max} \geq 0,41$, увеличилась на 10 %. При $e_0 = 0,3$ и $T_0 = 5 \cdot 10^3 t_J$ для некоторых астероидов даже при $N_\pi = Q$ получено $e_{\max} \geq 0,41$. Представленные результаты указывают на то, что увеличение рассматриваемого интервала времени на порядок не приведет к существенному увеличению области значений a_0 , e_0 и i_0 , при которых для каких-либо исходных ориентаций орбит достигается орбита Марса.

В последнее время широко исследуются хаотические орбиты (Торбет и Смолуховский, 1990; Уиздом, 1983, 1985, 1987; Шидлиховский, 1987а, б, 1988). Рассматривая резонанс 1 : 3, Уиздом (1983, 1985, 1987) обнаружил, что эксцентриситеты орбит некоторых астероидов в течение долгого времени меняются периодически с небольшой амплитудой, а затем резко возрастают. В отличие от квазипериодических орбит, ничтожное изменение исходных данных может приводить через некоторое время к большим различиям полученных хаотических орбит. При изменении точности ϵ_r интегрирования на шаг эволюция орбит меняется примерно так же, как и при очень малом изменении исходных данных. Например, при $e_J = 0,06$, $\Delta i = 0$, $e_0 = 0,15$, $\Delta \pi_0 = 240^\circ$, $T_0 = 10^4 t_J$ и $\Delta a_0 = 0,00075 a_J$ для двух рассмотренных значений ϵ_r получены различные переходы N_π : $H \Rightarrow Q \Rightarrow B$ и $H \Rightarrow B$. Если $\Delta a_0 = 0,0005 a_J$, то при $\epsilon_r = 10^{-8}$ первые три, а при $\epsilon_r = 10^{-9}$ первые два максимума долгопериодических изменений e приблизительно равнялись 0,15 и при этом $N_\pi = Q$. Следующее максимальное значение e превышало 0,7 и при этом $N_\pi = B$. При $\epsilon_r = 10^{-10}$ и $t \leq T_0$ получено $e_{\max} \approx 0,15$. В этом примере значения $e_{\max}$, полученные при различных значениях ϵ_r , отличаются в пять раз. Для сравнения отметим, что в случае квазипериодических изменений e и $T_0 \leq 3,5 \cdot 10^4 t_J$ значения $e_{\max}$, полученные при различных значениях ϵ_r , отличаются не более, чем на 0,01 (Ипатов, 1988а, г).

§ 9. Взаимосвязь изменений элементов орбит в случае, когда периоды долгопериодических изменений эксцентриситета и долготы перигелия различны

Для ряда рассмотренных фиктивных астероидов при $i_0 = 40^\circ$ эксцентриситет не достигал максимума, когда $\Delta\pi = 0$ или $\Delta\pi = 180^\circ$ (рис. 3.4 (п)–(т), (ф)). В этих случаях, в зависимости от значений N_π , S_ω и S_Ω , был выделен ряд типов N_π , представленных в табл. 3.6. При типах $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ в ходе эволюции ω либрировало около c_ω (где $c_\omega = 90^\circ$ или $c_\omega = -90^\circ$) с амплитудой $\delta\omega \leq 20^\circ$ и считалось, что $S_\omega = 0$. Для всех остальных рассмотренных нами фиктивных астероидов ω возрастало в ходе эволюции (с точностью до короткопериодических изменений) и $S_\omega = 1$. Теоретические значения $c_\omega = \pm 90^\circ$ получены для наклонений орбит к плоскости орбиты Юпитера. При расчетах нами рассматривались наклонения орбит к плоскости орбиты Земли, а не к плоскости орбиты Юпитера. Однако, в связи с малостью i_J при $i > 20^\circ$ значения ω в обоих случаях примерно одинаковы. Согласно Козаи (1980), либрация ω около c_ω может происходить при $(1-e^2)^{1/2} \cos i < 0,8$. Если $i = 0$, то это соотношение выполняется только при $e > 0,6$. В реальном астероидном поясе найдено (Козаи, 1980) несколько астероидов, для которых ω либрирует около c_ω . Эксцентриситеты и наклонения этих астероидов велики (в основном $e > 0,4$ и $i > 30^\circ$).

Таблица 3.6

Типы N_π в случае, когда эксцентриситет не достигает максимума при $\Delta\pi = 0$ или $\Delta\pi = 180^\circ$

N_π	W^-	W^+	X	U^-	U^+	Y
N_π	R	R	R	N	N	N
S_Ω	-1	1	-1	-1	1	-1
S_ω	1	1	0	1	1	0
N_F	п, с	п, т	н	р	р, ф	о, с

Примечание: Значения S_Ω и S_ω характеризуют знаки изменений Ω и ω . N_F указывает те графики на рис. 3.4, на которых представлен тип N_π .

Для всех вариантов расчетов Ω убывало со временем при $i < 90^\circ$ и возрастало при $i > 90^\circ$. Такая взаимосвязь изменений i и Ω следует из формулы, полученной Фрешлэ и Шоллом (1988) путем двухкратного осреднения возмущающей функции:

$$d\Omega/dt \propto -\cos i [1 + e^2(4\sin^2\omega - \cos^2\omega)]/\sqrt{1-e^2}.$$

Значения S_Ω , приведенные в табл. 3.6, указывают знак изменений Ω . При всех типах N_π , представленных в табл. 3.3, имеем $S_\omega = 1$ и $S_\Omega = -1$. В отдельных вариантах расчетов получено, что при типах $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ для некоторых максимумов e (и минимумов i) $\Delta\pi = 0$ или $\Delta\pi = 180^\circ$. Однако в общем случае для этих типов такие соотношения между e и $\Delta\pi$ не выполняются. Частным случаем типа $N_\pi = Y$, приведенного в табл. 3.6, является тип $N_\pi = Y_1$, представленный в табл. 3.3 и полученный только для одного фиктивного астероида в течение части рассмотренного интервала времени. Отметим, что в работах Вашковьяка (1986), Фрешлэ и Шолла (1988), Фрешлэ и др. (1991) для астероида 2335 James, связанного с вековыми резонансами ν_5 и ν_{16} , получено, что в ходе эволюции $\Omega - \Omega_J$ либрирует около 0, а ω либрирует около 90° , причем максимум долгопериодических изменений i соответствует максимуму долгопериодических изменений e . Для этого астероида выявлен эффект смены либрационного изменения ω к ротационному и наоборот на интервалах времени порядка сотен тысяч лет.

Подтипы $N_\pi = U^-$ и $N_\pi = U^+$, $N_\pi = W^-$ и $N_\pi = W^+$ — это части, соответственно, типов $N_\pi = U$ и $N_\pi = W$. Эти подтипы периодически сменяют друг друга и отличаются между собой условием выполнения соотношения $i < 90^\circ$ и значениями S_Ω . При $N_\pi = U$ и $N_\pi = W$ считалось, что T_e — это интервал времени между моментами времени, когда $i = 90^\circ$. Для подтипов $N_\pi = U^-$ и $N_\pi = W^-$ минимум e достигался при $\Delta\pi = 180^\circ$, а $\Delta\pi$ не равнялось 0 в ходе эволюции (рис. 3.4 (п)–(с)). Графики зависимости $\Delta\pi$ от t для этих подтипов похожи на части аналогичных графиков, полученных при $N_\pi = E_1$ и $N_\pi = E_2$ (рис. 3.4 (л)–(м)). При $e \approx e_{\min}$ подтип $N_\pi = W^-$ обычно чередуется с типами $N_\pi = X$, $N_\pi = Y$

и (или) $N_\pi = Z$ и самое малое значение e в ходе эволюции достигается при одном из этих типов, полученных только на части рассматриваемого интервала времени ($\sim 2000t_J - 13000t_J$). Например, в случае $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $i_0 = 40^\circ$, $\omega_0 = 210^\circ$ и $T_0 = 10^3 t_J$ при $\Delta a_0 = 0$ получены переходы $W^- \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow W^+ \Rightarrow U^+ \Rightarrow W^+ \Rightarrow W^-$ (рис. 3.4 (п)), а при $\Delta a_0 = 0,001$ — переходы $Z \Rightarrow Y \Rightarrow Z \Rightarrow Y \Rightarrow W^- \Rightarrow U^+$ (рис. 3.4 (с)). В последнем случае при $N_\pi = U$ изменения e и i превышали 0,8 и 70° , соответственно.

Для некоторых астероидов при $\Delta i = 0$ и резонансах 1 : 3 и 1 : 2 получено $T_\pi \neq T_e$. При $e_0 = 0$, $e_J = 0,0484$, $\Delta \pi_0 = 3$ рад, $\nu_0 = 2$ рад и $\nu_J^0 = 1$ рад для резонансов 1 : 2 и 1 : 3 Ипатовым (1980 а) был рассмотрен случай, когда $T_\pi = 2T_e = 2T_a$ (T_a — период изменений a , имеющих наибольшую амплитуду), $S_\pi = -1$, а при $\Delta \pi = 0$ и $\Delta \pi = 180^\circ$ значение e было минимально. Для одного из астероидов при резонансе 1 : 2 [рис. 2.31 в (Ипатов, 1980 а)] не было получено связи между $\Delta \pi$ и e . При резонансе 1 : 3 Ешикава (1990) для астероида АЗ получил $T_\pi = 0,5T_e$, $N_a = R$, $S_\pi = 0$, $\Delta \pi_e^- = 0$, $T_e \gg T_a$, $S_\pi^- = -1$ или $S_\pi^- = 1$. Для астероида D3 (резонанс 1 : 2) T_π в 3–4 раза больше T_e , а минимум e достигался при $\Delta \pi \approx 0$ (Ешикава, 1991).

§ 10. Области исходных данных, соответствующие различным типам N_π

В случае $\Delta a_0 = 0$ при $i_0 \leq 20^\circ$ наиболее часто были получены Ипатовым (1991 в, 1992 г) типы $N_\pi = B$, $N_\pi = Q$ и $N_\pi = H$. При $\Delta i = 0$ четвертое место по частоте появления занял тип $N_\pi = D$. Доля типов с большими значениями $e_{\max}$ при $e_J = 0,06$ больше, чем при $e_J = 0,0484$. На рис. 3.1–3.2 для пяти серий расчетов приведены области исходных значений a_0 и e_0 , а также a_0 и i_0 , соответствующие различным типам N_π . Исходные ориентации орбит в этих сериях были взяты таким образом, чтобы при $\Delta a_0 = 0$ и $e_0 = 0,15$ было получено $N_\pi = B$ или $N_\pi = C$. На рис. 3.1 (б) представлен случай $\Delta a_0 > 0$. Большая часть областей на рис. 3.1–3.2, приходится на типы B , C , Q и O . Для отдельных фиктивных астероидов получено $N_\pi = D$, $N_\pi = J$ или $N_\pi = H$. Типы O , Q , X , Y и Z при $i_0 = 40^\circ$ были получены только в течение части рассмотренного интервала времени. Последние три типа в ходе эволюции сменялись типами U и W . При $i_0 \leq 20^\circ$ нами не были получены типы I , U , W , X , Y и Z , а при $i_0 = 40^\circ$ — типы B , C , D , H и T . В случае переходов типов N_π на рис. 3.1–3.2 представлен тип, характеризующийся большими значениями $e_{\max}$, а соответствующие исходные данные приведены курсивом.

Для ряда серий расчетов Ипатов (1991 в, 1992 г) сравнил области значений e_0 и a_0 , а также i_0 и a_0 , соответствующие различным типам N_π , с аналогичными областями, при которых достигаются орбиты Марса, Земли и Венеры. Получено, что при $i_0 \leq 20^\circ$ область исходных данных, при которых $e_{\max} \geq 0,41$, целиком включает области исходных данных, соответствующие типам N_π , обозначенным через B , C , D и H . Если $e_0 = 0,3$, то при $\Delta i = 0$ эта область включает в себя также часть области $N_\pi = Q$, а при $i_0 = 10^\circ$ — части областей $N_\pi = Q$ и $N_\pi = O$. Для $i_0 = 40^\circ$ при типах N_π , обозначенных через E_1 , E_2 , I , J , O , Q , U , W и Z , орбита Марса достигалась для всех рассмотренных астероидов, а при $N_\pi = X$ — в отдельных вариантах расчетов. Если $i_0 \leq 20^\circ$, то перигелии орбит всех рассмотренных фиктивных астероидов при $N_\pi = C$ и большинства астероидов при $N_\pi = B$ лежали внутри орбиты Земли. В случае $i_0 = 40^\circ$ при $N_\pi = U$, $N_\pi = W$ и $N_\pi = Q$ все рассмотренные астероиды достигали орбиты Земли, а при $N_\pi = E_2$ — только некоторые астероиды.

§ 11. Взаимосвязи изменений i , ω , Ω и e

Остановимся на взаимосвязях изменений элементов орбит с периодами, меньшими T_e , для пространственной модели. Времена, за которые ω и Ω меняются на 360° , обозначены, соответственно, через T_ω и T_Ω . Для типов $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ через T_ω обозначен период либрации ω . Периоды долгопериодических изменений i обозначены через T_i и T_i^* ($T_i \leq T_i^*$). На рис. 3.5 для различных типов эволюции N_π и исходных наклонений орбит представлены диапазоны значений $e_{\max}$, $\Delta e = \max\{e\} - \min\{e\}$, $\Delta a = \max\{a\} - \min\{a\}$, T_e , $i_{\max} = \max\{i\}$, $\Delta i = \max\{i\} - \min\{i\}$, T_ω , T_Ω , T_e/T_ω , T_i/T_ω , T_Ω/T_ω , T_i^*/T_e , T_i^*/T_Ω и T_i^*/T_i .

Максимальные и минимальные значения элементов орбит брались не менее, чем по пятиста значениям этих элементов, вычислявшихся через интервал времени $\Delta t \leq T_0/500$. В большинстве случаев $T_i^* = T_e$. Если $N_a = N$, то значения приводятся для случая $a_0 - a_2/5 \leq 0,01a_J$. Для типов $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$, в зависимости от значений T_e/T_w , T_i/T_w , T_0/T_w , T_i^*/T_e , T_i^*/T_i (рис. 3.5), выделено несколько подтипов N_q , обозначенных строчными буквами. Для всех этих подтипов выполнялось соотношение $T_i^* = T_0$. В ходе эволюции периоды изменений элементов орбит для некоторых фиктивных астероидов менялись в несколько раз. Поэтому на рис. 3.5 представлены средние (за рассмотренный интервал времени) значения T_e , T_w и T_0 .

Результаты расчетов показали, что при изменениях i с периодом T_i минимуму e всегда соответствовал локальный максимум e , а максимуму i — локальный минимум e . Для большинства вариантов расчетов при $\Delta i \neq 0$ получено соотношение $2T_i = T_w$. При этом локальный минимум i и максимум e достигались при $\omega = \pm 90^\circ$, а локальный максимум i и минимум e — при $\omega = 0$ или $\omega = 180^\circ$. При двух последних значениях ω афелий и перигелий орбиты

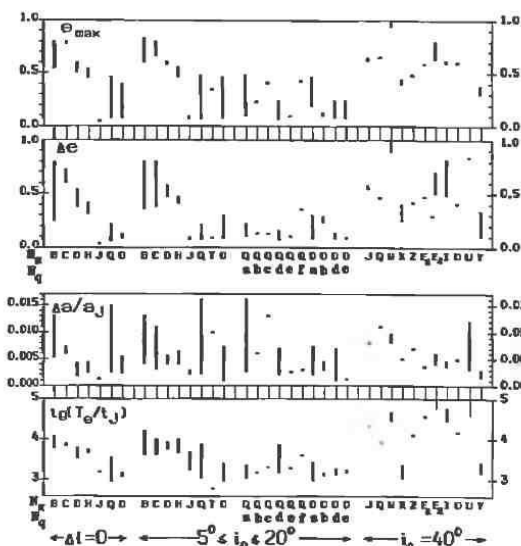


Рис. 3.5. (а) Диапазоны значений максимальных эксцентриситетов и наклонен, а также пределов и периодов изменений элементов орбит для различных типов N_π , подтипов N_q и начальных наклонений i_0

астероида лежат в плоскости орбиты Юпитера и поэтому такая взаимосвязь e , i и ω препятствует тесным сближениям астероида и Юпитера (Козай, 1980). Чем больше значения e_0 и i_0 , тем больше изменения i и e с периодом $T_i = T_w/2$ (рис. 3.4).

При расчетах получено, что в случае $N_\pi = B$, $N_\pi = C$, $N_\pi = D$ или $N_\pi = H$ при $e \approx e_{\max}$ соотношение $2T_i = T_w$ хорошо выполняется, а при $e \approx e_{\min}$ может нарушаться (рис. 3.4 (а)–(г)). Для этих типов N_π амплитуда изменений e с периодом T_i была значительно меньше амплитуды изменений e с периодом T_e и при $5^\circ \leq i_0 \leq 10^\circ$ изменения e с периодом T_i были заметны только при $e \approx e_{\max}$.

Если $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$, то при $i_0 \geq 20^\circ$ и $e_0 = 0,15$ на графиках зависимостей i и e от t хорошо видны изменения с периодом $T_i = T_w/2$ (рис. 3.4 (и)–(к)). В случае $i_0 = 10^\circ$ и $e_0 = 0,15$ или $i_0 = 5^\circ$ и $e_0 = 0,3$ изменения i с этим периодом видны, а изменения e обычно не заметны. При $i_0 = 10^\circ$ и $e_0 \leq 0,1$, а также при $i_0 = 5^\circ$ и $e_0 \leq 0,15$ для рассмотренных фиктивных астероидов на графиках зависимостей i и e от t почти не видно изменений этих величин с периодом $T_w/2$ и считалось, что $T_i^* = T_i$ (рис. 3.4 (ж)).

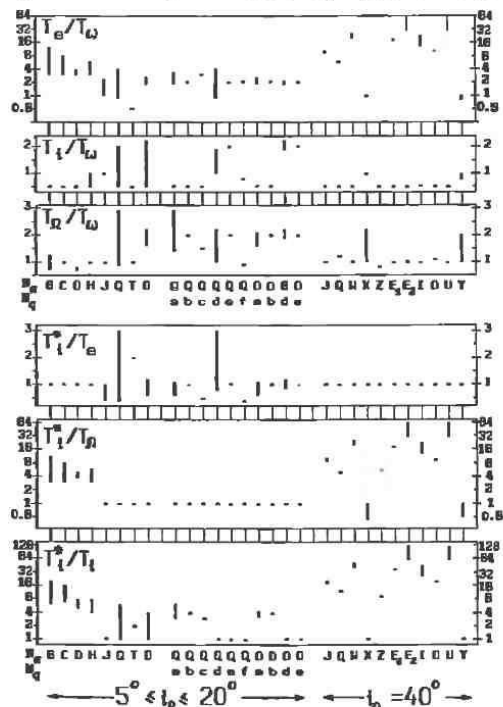


Рис. 3.5. (б)

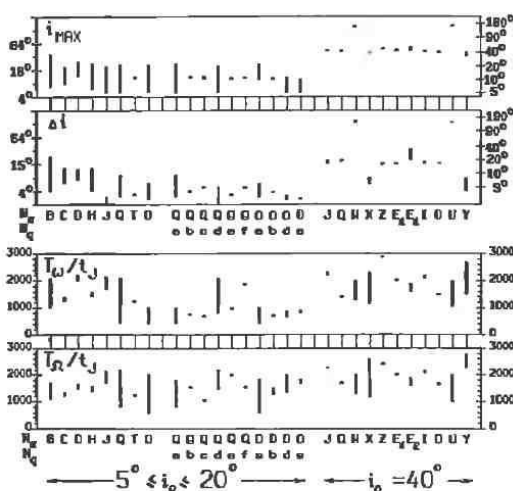


Рис. 3.5. (в)

В случае $i_0 = 40^\circ$ при всех типах N_π , кроме X и Y , изменения e , i и $\Delta\pi$ с периодом $T_i = T_w/2$ для рассмотренных астероидов были, в основном, не меньше $0,3-0,4$, $10-20^\circ$, $60-90^\circ$, соответственно, (рис. 3.4 (к)–(ф)). Если максимальные значения e и i за период T_i близки, соответственно, к 1 и 90° , то изменения e и i за этот период при $N_\pi = U$ и $N_\pi = W$ достигали 0,5 и 70° (рис. 3.4 (п)–(р), (г), (ф)), а для одного из астероидов — 0,9 и 75° (рис. 3.4 (с)). В последнем случае астероид покинул резонанс. При $i_0 = 40^\circ$ и $i < 90^\circ$ получено, что когда i , меняясь с периодом $T_w/2$, достигало минимума, то $\Delta\pi$ убывало, т. е. $d\pi/dt < 0$ (рис. 3.4 (к), (н), (г)).

Соотношение $2T_i = T_w$ и взаимосвязи изменений e , i и ω за время T_i могут быть объяснены на основе аналитических исследований. Один из трех интегралов, описывающий сохранение момента количества движения, имеет следующий вид (Белецкий, 1977):

$$m'_J \sqrt{\mu'_J \cdot p_J} \cos i_J + m' \sqrt{\mu' \cdot p} \cos i = \text{const}, \quad (3.5)$$

где $m'_J = m_J \cdot M_\odot / (M_\odot + m_J)$, $m' = m \cdot (M_\odot + m_J) / (M_\odot + m_J + m)$, $\mu'_J = f \cdot (M_\odot + m'_J)$, $\mu' = f \cdot (M_\odot + m')$, $M_\odot$, m_J и m — массы Солнца, Юпитера и астероида, $p = a(1 - e^2)$, f — гравитационная постоянная. Полагая орбиту Юпитера неизменной и $a = \text{const}$, имеем

$$(1 - e^2) \cos^2 i = c_0 = \text{const}. \quad (3.6)$$

Анализируя интегральные кривые для этого соотношения, Лидов (1961) получил, что при больших значениях i_0 первоначально небольшой эксцентриситет может сильно возрасти. В осредненном движении получен (Белецкий, 1977) еще один интеграл:

$$e^2(0,4 - \sin^2 \omega \cdot \sin^2 i) = h_0 = \text{const}. \quad (3.7)$$

В соотношении (3.7) через i обозначен наклон орбиты астероида к орбите Юпитера. Так как i_J мало, то наклоны орбиты астероида к орбитам Юпитера и Земли примерно одинаковы. Анализируя соотношения (3.6)–(3.7) и интегральные кривые для соотношения (3.7), можно получить, что при $h_0 > 0$ максимуму e соответствует максимум $\cos^2 i$ (т. е. максимум $90^\circ - i$) и максимум $\sin^2 \omega = 1$ (т. е. $\omega = \pm 90^\circ$), а минимуму e — минимум $\cos^2 i$ (т. е. максимум i при $i < 90^\circ$) и $\sin \omega = 0$ (т. е. $\omega = 0$ или $\omega = 180^\circ$).

Из соотношения (3.6) видно, что $c_0 \leq \cos^2 i \leq 1$. Из формул (3.6)–(3.7) нетрудно получить зависимость $y = \sin^2 \omega$ от $x = \cos^2 i$. Анализируя график этой зависимости, получаем, что при $h_0 < 0$ функция y не имеет корней на отрезке $c_0 < x < 1$, т. е. ω либрирует около c_ω , где $c_\omega = 90^\circ$ или $c_\omega = -90^\circ$. При этом

$$\sin^2 \omega \sin^2 i > 0,6, \quad (3.8)$$

т. е. $i > 39^\circ$ и отклонение ω от c_ω не превышает 51° . В рассмотренных вариантах расчетов при $i_0 = 40^\circ$ брались $\omega_0 = 210^\circ = 270^\circ - 60^\circ$. Для этих исходных данных соотношение (3.8) не выполняется, однако во многих вариантах расчетов в течение некоторого времени были получены типы $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ (рис. 3.4 (н), (с)), при которых ω либрировало около c_ω . Если взять значения ω_0 , более близкие к c_ω , то вероятность того, что при расчетах будет получена либрация ω около c_ω , увеличится. Представляют интерес также расчеты при $h_0 = 0$ и $e_0 \neq 0$. В этом случае из соотношения (3.7) следует, что в ходе эволюции выполняется соотношение

$\sin^2 \omega \cdot \sin^2 i = 0,4$, т. е. при малых изменениях i значение ω либрирует с малой амплитудой, периодически достигая исходного значения ω_0 . Этот случай неустойчивый и может сменяться циркуляцией (монотонным изменением) ω ($h_0 > 0$) или либрацией ω около c_ω ($h_0 < 0$).

В тех случаях, когда на графиках не было заметно изменений e и i с периодом $T_i = T_\omega/2$, как правило, выполнялось соотношение $T_i^* = T_\Omega$, причем для рассмотренных астероидов i достигало минимума при $\Omega = 180^\circ$, а максимуму — при $\Omega = 0$ (рис. 3.4 (д), (ж)). На рис. 3.4 (з) видны изменения i с периодами $T_i = T_\omega/2$ и $T_i^* = T_e/2 = T_\Omega$. При $N_\pi = H$, $N_\pi = J$, $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ получено, что для некоторых астероидов $T_i = T_\omega$.

Взаимосвязи периодов изменений сразу четырех (e , i , ω и Ω) элементов орбит были получены, в основном, при сравнительно небольших значениях $e_{\max}$, Δe и Δi . Для некоторых астероидов при $N_\pi = J$ выполнялось соотношение $T_e = T_i^* = T_i = T_\omega = T_\Omega = T_\pi$, при этом минимум i и максимум e достигались при $\Omega = 180^\circ$ и $\omega = -90^\circ$, а максимум i и минимум e — при $\Omega = 0$ и $\omega = 90^\circ$.

Если $N_\pi = O$, то при $i_0 = 10^\circ$ и $e_0 \leq 0,05$ для большинства рассмотренных астероидов приблизительно выполнялось соотношение $T_e = T_i^* = T_i = 2T_\omega = T_\Omega = T_\pi$ ($N_g = e$). Реже это соотношение получалось при $N_\pi = Q$. Для $N_g = e$ при минимуме и максимуме i получено $\omega = -90^\circ$ (рис. 3.4 (ж)). Соотношение $2T_\omega = T_\Omega$ не всегда точно выполнялось и ω равнялось -90° не совсем в то же время, когда $\Omega = 0$ или $\Omega = 180^\circ$. В варианте, представленном на рис. 3.4 (з), имеем $T_e = 2T_i^* = 2T_\Omega = 3T_\omega = T_\pi$ ($N_g = c$).

Для типа $N_\pi = T$ выполнялись соотношения $2T_e = T_i^* = 2T_i = T_\omega = T_\Omega$ и $\Delta\pi \approx 180^\circ$ (рис. 3.4 (е), $t \leq 4 \cdot 10^3 t_J$). При изменениях i с периодом T_i^* минимум достигался при $\Omega = 180^\circ$ и $\omega = 90^\circ$. При $\Omega = 0$ и $\omega = -90^\circ$ имеем минимум для изменений i с периодом T_i .

При типах $N_\pi = X$ и $N_\pi = Y$ график зависимости ω от t имел синусоидальный вид (рис. 3.4 (н)) и для большинства астероидов получено, что при минимуме i (максимуме e) $\omega = c_\omega$ и $\partial\omega/\partial t > 0$, а при максимуме i (минимуме e) $\omega = c_\omega$ и $\partial\omega/\partial t < 0$. В отдельных случаях соотношение $T_\omega = T_i$ точно не выполнялось, а иногда ω было очень близко к c_ω и за время T_i график зависимости ω от t несколько раз пересекал c_ω . Для одного фиктивного астероида в течение одного периода $T_e = T_i$ дополнительно выполнялось соотношение $T_\omega = T_\Omega$.

§ 12. Изменения элементов орбит за период T_e долгопериодических изменений эксцентриситета

Значения T_ω , T_Ω и амплитуда изменений i с периодом T_i при $T_i^* > T_\Omega$ могут меняться в несколько раз за время T_e . При этом, как правило, для больших значений e эта амплитуда больше, а T_ω и T_Ω меньше (рис. 3.4 (а)–(в)). Отношение значений T_ω , полученных при $e \approx e_{\min}$ и при $e \approx e_{\max}$, для $N_\pi = B$, $N_\pi = C$, $N_\pi = D$, $N_\pi = U$ и $N_\pi = W$ обычно равно $\sim 2-3$ (в отдельных случаях до 4–5). Аналогичное отношение периодов T_Ω , как правило, не превышает 2.

Период T_a составляющей a , имеющей наибольшую амплитуду, а также эта амплитуда могут меняться в несколько раз за период T_e . При расчетах получено, что $T_a \sim (10-100)t_J$ и $T_a < T_i \leq T_e$ ($T_a \approx 200t_J$ на рис. 3.4 (д)). На рис. 3.4 (а)–(б) (при $N_\pi = B$ или $N_\pi = C$ и $e \approx 0,5-0,6$) в течение времени порядка нескольких сотен t_J имеем $a \neq a_{2/5}$. На самом деле период T_a в это время меньше шага, через который строился график [см. рис. 3.29 работы Ипатова (1980а)]. Для типов N_π , обозначенных через B , C , D , H , E_2 и U , (рис. 3.4 (а)–(г), (м), (р)) амплитуда δa_a изменений a с периодом T_a при $e \approx e_{\min}$ обычно заметно меньше (в основном, в несколько раз), чем при $e \approx e_{\max}$. Для типов $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$ (рис. 3.4 (ж)–(к)), а при $i_0 \leq 5^\circ$ также для $N_\pi = J$ (рис. 3.4 (д)), наоборот, значения δa_a при $e \approx e_{\min}$ больше, чем при $e \approx e_{\max}$. В ряде случаев значения δa_a были примерно одинаковыми при всех e . При $N_\pi = U^+$ и $i > 120^\circ$ значения δa_a на порядок меньше, чем при $N_\pi = U^-$ (рис. 3.4 (п)–(р)).

Для типа $N_\pi = Q$, как впервые обратили внимание Шолл и Фрешлэ (1974), при $e \approx e_{\min}$ большая полюсь астероида либрирует около резонансного значения, а при $e \approx e_{\max}$ обычно в течение $\Delta t_- \approx (0,25-0,9) \cdot T_e$ астероид не пересекает резонанс (рис. 3.4 (и)–(к)). Чем больше i_0 и меньше e_0 , тем, как правило, больше отношение $\Delta t_-/T_e$. Для $N_\pi = J$ и $i_0 = 40^\circ$ в течение $\Delta t \sim (0,45-0,6)T_e$ при $e \approx e_{\min}$ и в течение $\Delta t \sim (0,15-0,3)T_e$ при $e \approx e_{\max}$ большая полюсь не пересекала резонанс (рис. 3.4 (о)). Зависимости элементов орбит от времени при $\Delta\pi \approx 0$ и $\partial\pi/\partial t > 0$ для типов $N_\pi = B$, $N_\pi = H$ и $N_\pi = Q$ одинаковы.

Если $N_\pi = B$ или $N_\pi = C$, то для ряда астероидов при росте e от $e_{\min}$ до $e_{\max}$ большая часть графика $a(t)$ находится по одну сторону от резонанса, а при убывании e от $e_{\max}$ до $e_{\min}$ — по другую сторону от резонанса (рис. 3.4 (а)–(б)). Для этих типов, как правило, получено, что $\Delta a^+ \approx \Delta a^-$, где $\Delta a^+ = a_{\max} - a_{2/5}$ и $\Delta a^- = a_{2/5} - a_{\min}$. При $N_\pi = D$, $N_\pi = H$, $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$ для одних фиктивных астероидов $\Delta a^+ \approx \Delta a^-$, а для других астероидов эти величины отличались в несколько раз. Если $N_\pi = J$ и $\Delta i = 0$, то значения Δa^+ и Δa^- различались в несколько раз. В случае $N_\pi = D$ или $N_\pi = H$ для многих астероидов большая часть графика $a(t)$ за период T_e расположена по одну сторону от резонанса, причем после того, как e проходит через $e_{\min}$, эта сторона может меняться (рис. 3.4 (в)). В работе Ипатова (1991 в) на рис. 7 ад приведен случай, когда при $N_\pi = D$ в течение времени $\Delta t \approx 4000t_J$ астероид находится вне резонанса.

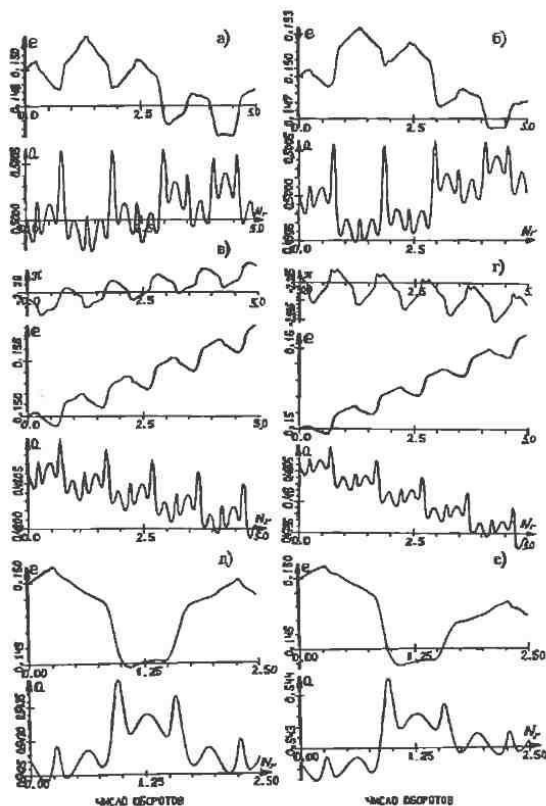


Рис. 3.6. Изменения со временем большой полуоси a (в a_J), эксцентриситета e и долготы перигелия π (в рад) орбиты астероида. Результаты получены путем численного интегрирования плоской задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид). Время приводится в оборотах N_J Юпитера вокруг Солнца. Во всех вариантах: $e_0 = 0,15$, $\pi_0^J = 1$ рад, $\pi_0 = 4$ рад, $v_0^J = 1$ рад, $v_0 = 2$ рад. $e_J = 0$ в вариантах (а), (в), (д); $e_J = 0,0484$ в вариантах (б), (г), (е); $a_0/a_J = 0,5$ — (а), (б); $a_0 = a_{1/3}$ (резонанс 1 : 3) — (в), (г); $a_0 = a_{2/5}$ (резонанс 2 : 5) — (д), (е)

резонансе 1 : 3 и 3 при резонансе 2 : 5. Если считать орбиту Юпитера неизменной и $i = 0$, то из соотношения (3.5) имеем $a(1 - e^2) = \text{const}$. Из этого равенства можно получить соотношение (3.10), где $k_\delta = 2/(1 - e^2)$ имеет противоположный знак, чем в приведенном выше

Элементы орбит фиктивных астероидов при резонансе 2 : 5 менялись также с периодами $T_i = 2t_J$ и $T_h = T_e/2 = t_J/3$ (рис. 3.6), где T_e — это синодический период обращения астероида и Юпитера. Для изменений e и a с периодами T_i и T_h минимуму e соответствовал минимум i и максимум a , а максимуму e — максимум i и минимум a . В ряде случаев для изменений e, i и a с периодом T_h эти соотношения не выполнялись. Заметим, что взаимосвязь изменений e и i с периодами T_a и $T_i = T_e/2$ была другой. Для некоторых рассмотренных астероидов изменения a за период T_i достигали $0,003a_J \approx \Delta a/3$, изменения $e = 0,007$, а изменения $i = 0,2^\circ$. Изменения элементов орбит за период T_h были меньше.

Аналитические исследования ограниченной круговой задачи трех тел, проведенные Шарлье (1966), показали, что при соизмеримостях низших порядков типа 1 : 3 выполняется соотношение

$$\sqrt{a(3 - \sqrt{1 - e^2})} = \text{const}. \quad (3.9)$$

Из этого соотношения следует, что когда a увеличивается, то e уменьшается. При расчетах такая взаимосвязь была получена для изменений a и e с периодами T_a , T_i и T_h . Обозначим разности значений i и e в два момента времени через $\delta a = a' - a$ и $\delta e = e' - e$. Тогда из соотношения (3.9) при $\delta e \ll e$ и $\delta a \ll a$ имеем

$$\delta a/a \approx k_\delta \delta e, \quad (3.10)$$

где $k_\delta = -2/(3\sqrt{1 - e^2} - 1 + e^2)$, $k_\delta = -1$ при $e = 0$. Для изменений e и a с периодом T_a близкие значения k_δ получены при резонансе 1 : 3 и $e \approx 0,3$ – $0,4$ на основании графиков, приведенных Ипатовым (1980 а). При $e \approx 0,15$ полученные значения $-k_\delta$ достигали 2 при

случае. Поэтому при исследовании изменений a и e с периодом T_a в соотношении (3.5) нельзя считать орбиту Юпитера неизменной. Аналогичный вывод справедлив при исследовании изменений e и i с периодом T_π . В этом случае нельзя использовать соотношение (3.6). При расчетах получено, что при $\mu = 10^{-4}$, $i_0 \leq 20^\circ$ и росте эксцентриситета орбиты «астероида» от 0,15 до 0,7–0,8 значение e_J уменьшается на $\sim 3\mu$ – 5μ , где μ — отношение массы «астероида» к массе Юпитера.

§ 13. Особенности изменений элементов орбит при больших наклонениях

Если $N_\pi = U$ или $N_\pi = W$, то в ходе эволюции i достигает 90° . При выдаче результатов расчетов через шаг $\Delta t = 20t_J$ во всех рассмотренных вариантах получено $e_{\max} \geq 0,9976$, а в большинстве вариантов $e_{\max} \geq 0,9983$, т. е. астероиды выпадают на Солнце. Поэтому в реальной Солнечной системе переход между подтипами W^- или U^- и подтипами W^+ или U^+ маловероятен и время жизни таких астероидов, в основном, не больше $10^5 t_J$, т. е. не превышает 10^6 лет. При $i \approx 90^\circ$ полученные изменения элементов орбит зависели от точности интегрирования на шаге. При большинстве вариантов расчетов характер изменений a , e , i , ω , Ω и $\Delta\pi$ со временем был примерно таким же, как на рис. 3.4 (п)–(р), (т). В одном из вариантов расчетов астероид был выброшен на гиперболическую орбиту ($e = 1,0005$, $i = 89,64^\circ$).

Обозначим через $e_{\max}^{(i)}$ и $i_{\max}^{(i)}$ максимальные значения e и i за период $T_i = T_\omega/2$. В варианте, представленном на рис. 3.4 (с), астероид покинул резонанс и в течение долгого времени ($\Delta t > 4 \cdot 10^4 t_J$) $N_\pi = U$ и $e_{\max}^{(i)} \approx 1$. При этом $2T_i = 2T_\omega = T_\Omega = T_\pi$. За период T_Ω орбита менялась следующим образом. Большую часть первого периода T_i значение Ω медленно возрастало (от 80° до 90°), а $\Delta\omega = \omega - \omega_J$ убывало от 75° до -75° . Затем при $e \approx e_{\max}^{(i)} \approx 1$ и $i \approx i_{\max}^{(i)}$ значения $\Delta\omega$ и Ω быстро менялись и большую часть второго периода T_i величина Ω возрастала от 260° до 270° , а $\Delta\omega$ также убывало от 75° до -75° . Со временем пределы изменений $\Delta\omega$ и Ω немного менялись. При $e \approx e_{\min}^{(i)} \approx 0,2$ и $i \approx i_{\min}^{(i)} \geq 90^\circ$ получено $\Delta\omega \approx 0$ и $\partial\omega/\partial t < 0$. На рис. 3.4 (ф) приведены результаты расчетов, полученных для таких же исходных данных, как для рис. 3.4 (с) при $t_* = 6 \cdot 10^4 t_J$, но при другой точности интегрирования на шаге. В этот момент времени t_* наклон i был немного меньше 90° . Пределы изменений e и i на рис. 3.4 (ф) примерно такие же, как и на рис. 3.4 (с), но значения ω возрастают, а не убывают.

Остановимся на типичных изменениях элементов орбит при $N_\pi = W$ и $N_\pi = U$. Для этих типов получено $T_\Omega \approx T_\omega$ (рис. 3.4 (п)–(т)). Если $N_\pi = U^+$ и $N_\pi = W^+$, то $i > 90^\circ$ и за период T_i значения ω и Ω возрастают на 180° , а $\Delta\pi$ — на 360° (рис. 3.4 (т)). При этом максимуму $|i - 90^\circ|$ соответствует максимум e . В варианте, представленном на рис. 3.4 (т), при переходе через $i = 90^\circ$ ближайшие значения e (полученные через $20t_J$) равнялись 0,94 и 0,97, т. е. e близко к 1. При $N_\pi = U^-$ и $N_\pi = W^-$ амплитуда изменений $\Delta\pi$ с периодом $T_i = T_\omega/2 \approx T_\Omega/2$ обычно равна 15° – 55° , а Ω убывает. Для рассмотренных астероидов при этих двух подтипах изменения $\Delta\pi$ за период T_e были меньше 360° и $\Delta\pi \neq 0$.

Вид графиков зависимостей ω , Ω и i от t с периодами $\sim T_\omega$ для $N_\pi = U^-$ и $N_\pi = W^-$ зависит от значений $e_{\max}^{(i)}$ и $i_{\max}^{(i)}$. Если $e_{\max}^{(i)} \leq 0,4$, то ω и Ω относительно равномерно меняются со временем: Ω убывает, а ω возрастает. Как и для типов $N_\pi = B$ и $N_\pi = C$, чем больше $e_{\max}^{(i)}$, тем больше амплитуды изменений Ω и ω , соответственно, с периодами $T_\Omega/2$ и $T_\omega/2$ и тем ближе к 1 отношение T_Ω/T_ω . График изменений i со временем, имеющих период T_i , при небольших значениях $e_{\max}^{(i)}$ похож на синусоиду, а при больших значениях $e_{\max}^{(i)}$ имеет почти П-образный вид. В те моменты времени, когда $i \approx i_{\max}^{(i)}$ при $i < 90^\circ$ или $i \approx i_{\min}^{(i)}$ при $i > 90^\circ$, значения ω и Ω мало изменяются, причем Ω меняется медленнее, чем ω (рис. 3.4 (т)). Эти изменения ω и Ω тем меньше, чем меньше минимальное значение $|i - 90^\circ|$ за период T_i . Основные изменения ω и Ω происходят при $i \approx i_{\min}^{(i)}$, если $i < 90^\circ$ и при $i \approx i_{\max}^{(i)}$, если $i > 90^\circ$. Если $i \leq i_{\max}^{(i)} \approx 90^\circ$ и $e_{\max}^{(i)} \approx 1$, то при $i \approx i_{\min}^{(i)}$ значения ω и Ω меняются почти

на 180° , а за остальную часть периода T_i почти не меняются. «Прыжки» ω и Ω на 180° при больших значениях i для резонанса $1:2$ были ранее получены Фрешлэ и Шолом (1986). Для астероидов, рассмотренных в этой работе, $i < 90^\circ$. Среди рассмотренных Бабаджановым и др. (1991) 36 модельных метеороидов роя Квадрантид, двигавшихся по сильно наклоненным и эксцентричным орбитам, значение $i > 90^\circ$ было получено только для одного из них (при $a = 3,2$ а.е.). Это, по-видимому, связано с тем, что рассматриваемый Бабаджановым и др. (1991) интервал времени (5750 лет) был примерно в 200 раз меньше, чем при наших расчетах ($10^5 t_J$).

§ 14. Пределы и периоды изменений элементов орбит

Значения $e_{\max}$, Δe , Δa , T_e и Δi , полученные при одних исходных данных, могут отличаться больше, чем в 10 раз от значений этих величин, полученных при других исходных данных (рис. 3.5). Для отдельных фиктивных астероидов, как при $e_{\max} \geq 0,41$, так и при $e_{\max} \leq 0,41$, значения Δa превышали ширину люка и астероиды могли переходить с одной стороны люка на другую. Максимальные значения $\Delta a_r = \Delta a/a_J$ при типах N_π , обозначенных через C , T , U и W , достигали 0,01, а при $N_\pi = B$ и $N_\pi = Q - 0,013$ и $0,016$, соответственно. Для одного и того же типа N_π значения Δa , в основном, (но не всегда) больше для больших e_0 .

Для плоской модели при типах N_π , обозначенных через B , H , Q и O , для рассмотренных фиктивных астероидов выполнялись, соответственно, соотношения $\Delta a_r \approx 0,026e_{\min} + 0,055$, $\Delta a_r \approx 0,017\Delta e - 0,0044$, $\Delta a_r \approx 0,035e_{\max} - 0,001$, $\Delta a_r \approx 0,014e_{\max}$. Ошибки выполнения этих соотношений, в основном, не превышали 0,002, 0,006, 0,002 и 0,001, соответственно. При типе $N_\pi = B$ для многих рассмотренных фиктивных астероидов большим значениям Δa_r соответствуют меньшие значения Δe и большинство пар значений Δe и Δa_r лежит в одном из трех прямоугольников: ($0,7 \leq \Delta e \leq 0,8$, $0,005 \leq \Delta a_r \leq 0,008$), ($0,6 \leq \Delta e \leq 0,7$, $0,006 \leq \Delta a_r \leq 0,011$) и ($0,25 \leq \Delta e \leq 0,6$, $0,0105 \leq \Delta a_r \leq 0,013$). Причем при $e_0 = 0,3$ эти значения лежат, в основном, в последнем прямоугольнике.

Для типа $N_\pi = O$ и $e_0 \leq 0,3$ значения Δe не превышали 0,15 в плоском случае и 0,3 при $i_0 \leq 20^\circ$. Если $N_\pi = O$ или $N_\pi = Q$, то значение $e_{\max}$ тем больше, чем больше e_0 , причем при $e_0 \geq 0,1$ и $i_0 \leq 20^\circ$ получено $e_{\max} \leq 2e_0$. При $i_0 \leq 20^\circ$ для всех типов N_π имеем $\Delta i < 25^\circ$ и $T_e \sim (10^3 - 10^4)t_J$ (рис. 3.5 (а)), причем эти значения T_e , как правило, больше при больших значениях $e_{\max}$. Для астероидов, достигающих орбиты Земли, получено $T_e > 5\,000t_J$. Для всех рассмотренных фиктивных астероидов T_H и T_W меньше $3\,000t_J$.

При одних и тех же исходных орбитах астероидов $e_{\max}$ тем больше, чем больше e_J . На рис. 3.1–3.2 приведены данные для случая $e_J = 0,06$. Если $N_\pi = O$ или $N_\pi = Q$, то отношение значений $e_{\max}$, полученных при $e_J = 0,06$ и $e_J = 0,0484$, для одинаковых остальных исходных данных, как правило, не превышало 1,1. Для остальных типов это отношение не превышало 1,25 в плоском и 1,9 в пространственном случаях (Ипатов, 1989 а, в). Увеличение числа астероидов, достигающих орбиты Марса и Земли, с увеличением e_J связано, в основном, не с увеличением $e_{\max}$ для одного и того же типа, а с расширением зоны значений Δa_0 , соответствующих типам, характеризующимся большими значениями $e_{\max}$.

Результаты численных расчетов плоской модели показывают (Ипатов, 1980 а), что для одинаковых исходных значений e , π и ν в случае соизмеримостей $1:3$ и $1:2$ значения $e_{\max}$ при $e_J = 0,0484$, как правило, меньше, а при $e_J = 0$, наоборот, больше, чем в случае соизмеримости $2:5$. При круговой орбите Юпитера для рассмотренных фиктивных астероидов значения Δe в случае соизмеримостей $1:3$, $2:5$ и $1:2$ не превышали, соответственно, 0,06, 0,02 и 0,12.

§ 15. Зависимость изменений элементов орбит от исходных данных

Для одного и того же типа N_π периоды и пределы изменений элементов орбит могут отличаться в несколько раз для различных исходных данных (рис. 3.5). На рис. 3.7 приведены значения T_e/t_J и диапазоны изменений e и $\delta a/a_J$ (где $\delta a = a - a_{2/5}$) при различных значениях Δa_0 в случае, когда $\Delta i = 0$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$, $\Delta\pi_0 = 240^\circ$ и $T_0 = 10^4 t_J$. Из этого рисунка видно, что значения $\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$ для $N_\pi = O$ тем больше, чем меньше Δa_0 , а для $N_\pi = B$, наоборот, тем больше, чем больше Δa_0 . При $0,000375 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,000475$ между областями,

соответствующими типам $N_\pi = C$ и $N_\pi = B$, получена область, соответствующая $N_\pi = Q$. Для типов $N_\pi = C$ и $N_\pi = B$ значения T_e тем больше, чем ближе значения Δa_0 к границам между двумя типами N_π (рис. 3.7). Аналогичное утверждение справедливо для большинства типов N_π . Исключение составили переходы между типами $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$, а также между $N_\pi = I$ и $N_\pi = J$.

Зависимости $e_{\max}$ и T_e от значений Δa_0 , взятых около границы между областями исходных данных, соответствующими $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$, не имеют резких скачков (рис. 3.7). Значения Δa на этой границе могут меняться более чем вдвое. Для этих типов N_π периоды T_w и T_Ω тем меньше, чем больше e_0 и $e_{\max}$, и чем меньше i_0 .

При $i_0 = 10^\circ$, $e_J = 0,06$, $\omega_0 = 210^\circ$, $e_0 = 0,3$ и $-0,001 \leq \Delta a_0/a_J \leq 0,005$ получено $N_\pi = Q$. В середине этой области (при $\Delta a_0/a_J = 0,002$) периоды T_e , T_w и T_Ω максимальны, а значения $e_{\max}$ — минимальны. При варьировании Δa_0 минимумы периодов T_e , T_w и T_Ω достигались на границе между областями значений Δa_0 , соответствующими типам $N_\pi = O$ и $N_\pi = Q$.

Графики изменений e со временем при $N_\pi = Q$ для различных исходных данных могут заметно различаться между собой (ср. рис. 3.4 (з)–(к)). Чем ближе исходные данные к границе между исходными данными, соответствующими $N_\pi = Q$ и $N_\pi = B$, тем больше период T_e при $N_\pi = Q$, амплитуда изменений e с периодом T_a и интервал времени, в течение которого $e \approx e_{\min}$, и тем сильнее изменяется T_e в ходе эволюции. При $i_0 = 40^\circ$ значения T_e для типов $N_\pi = E_2$ и $N_\pi = I$ были больше для больших значений $|\Delta a_0|$.

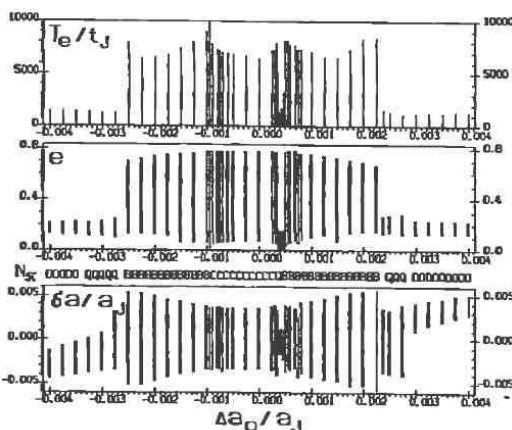


Рис. 3.7. Диапазоны значений T_e , e и $ba = a - a_{2f5}$ при различных значениях $\Delta a_0 = a_0 - a_{2f5}$ в случае $\Delta i = 0$, $e_J = 0,06$, $e_0 = 0,15$ и $\Delta \omega_0 = 240^\circ$

Выводы по главе III

Путем численного интегрирования полных уравнений движения задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид) исследованы изменения со временем элементов орбит 500 фиктивных астероидов. Впервые получено, что в случае соизмеримости 2 : 5 максимальная по различным начальным ориентациям орбит область начальных значений больших полуосей и эксцентриситетов орбит, при которых фиктивные астероиды за 10^5 лет достигают орбиты Марса, близка к области, свободной от реальных астероидов. Зависимости этих областей от наклонов орбит астероидов также одинаковы. Многие фиктивные астероиды, достигавшие в ходе эволюции орбиты Марса, достигали также орбиты Земли. Полученные результаты показывают, что тесные сближения астероидов с Марсом и Землей могли быть одной из причин образования люка Кирквуда 2 : 5 в астероидном поясе. Рассмотренные фиктивные астероиды достигали орбит Марса и Земли, как правило, при определенных типах взаимосвязей между долгопериодическими изменениями эксцентриситета астероида и разности долгот перигелиев астероида и Юпитера. Впервые подробно исследованы различные типы таких взаимосвязей. Для каждого из этих типов определены пределы изменений и периоды долгопериодических изменений элементов орбит. При небольших эксцентриситетах и наклонениях для ряда фиктивных астероидов рассмотрены взаимосвязи между периодами изменений эксцентриситета, наклонения, аргумента перигелия и долготы восходящего узла орбиты астероида. Впервые выведены формулы перехода от прямоугольных координат к орбитальным, свободные от особенностей при нулевых наклонах.

Глава IV

Моделирование эволюции орбит небесных тел методом сфер

Введение

Моделирование эволюции дисков, состоящих из сотен гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца, пока еще не может быть проведено на интервалах времени в сотни миллионов лет путем численного интегрирования уравнений движения задачи N тел. В этом случае можно применять приближенные методы учета гравитационных взаимодействий тел и, в частности, метод сфер. В методе сфер считается, что вне рассматриваемой сферы (обычно сферы действия) тела движутся вокруг Солнца по невозмущенным кеплеровским орбитам, а внутри сферы относительное движение рассматривается в рамках задачи двух тел. В главах V–VII рассматриваются, в основном, пересекающиеся орбиты. В этом случае теория вековых возмущений не применима.

В настоящей главе описывается используемый алгоритм метода сфер, проводится сравнение результатов расчетов, полученных этим методом, с результатами численного интегрирования уравнений движения и исследуются характерные изменения элементов орбит тел при одном сближении до радиуса сферы действия (Ипатов, 1978 а, 1980 б, 1981 б, 1982 а, 1988 в, 1995 а).

В отличие от схемы Эпика (1951), используемой другими авторами, в предложенном Ипатовым (1978 а) алгоритме характерное время до сближения (до радиуса r_s рассматриваемой сферы) двух тел зависело не только от средней относительной скорости и угла Δi между плоскостями орбит, но также от синодического периода T_s обращения и от суммы углов $\Delta \varphi$ с вершиной в Солнце, внутри которых расстояние между орбитой «первого» тела и проекцией орбиты «второго» тела на плоскость орбиты «первого» тела меньше радиуса r_s рассматриваемой сферы. Впервые был рассмотрен случай, когда Δi может меняться в некоторых пределах. В отличие от схемы Эпика, предложенные нами формулы более удобны при аналитических исследованиях зависимости эволюции диска от числа составляющих его тел. Они позволяют также учесть некоторые более тонкие эффекты взаимодействий тел.

При моделировании эволюции дисков, состоящих из большого числа объектов, обычно используется модель «частица в ящике» (Гринберг и др., 1984), которая неприменима для изучения конечных стадий аккумуляции планет. Предложенный нами метод моделирования эволюции таких дисков можно использовать при исследовании не только начальной, но и конечных стадий аккумуляции планет.

§ 1. Алгоритм метода сфер

Метод сфер действия (две задачи двух тел) широко применяется при построении траекторий космического полета методом «склеивания». Идея метода проста. Считается, что небесные тела движутся вокруг центрального массивного тела (Солнца) по невозмущенным кеплеровским орбитам до тех пор, пока они не сблизятся до расстояния, равного радиусу r_s рассматриваемой сферы. Обычно в качестве этой сферы рассматривается сфера действия. За рубежом эту сферу часто называют сферой Тиссерана (Гринберг и др., 1991). Сферой действия планеты называется (Абалакин и др., 1976) область пространства, в которой $(F_1/R_0) > (F_0/R_1)$, где R_0 — ускорение, сообщаемое телу Солнцем, когда последнее принимается за центральное тело, F_1 — возмущающее ускорение, вызываемое притяжением планеты, R_1 — ускорение, сообщаемое телу планетой, когда планета принимается за центральное тело, F_0 — возмущающее ускорение, вызываемое притяжением Солнца. Приближенное значение радиуса сферы действия планеты определяется по формуле $r_{sa} = R \cdot (m_1/M_\odot)^{2/5}$, где R — расстояние планеты от Солнца, а m_1 и $M_\odot$ — массы планеты и Солнца. Если массы m_1

и m_2 обоих сближающихся небесных объектов ненулевые, то $r_{sa} = R \cdot [(m_1 + m_2)/M_\odot]^{2/5}$. Внутри сферы гравитационное влияние Солнца не учитывается и взаимное движение небесных объектов рассматривается в рамках задачи двух тел. Считается, что в это время время их центр масс движется вокруг Солнца по кеплеровской орбите как тело, масса которого равна сумме масс обоих объектов. Объем вычислений при использовании метода сфер во много раз меньше, чем при численном интегрировании уравнений движения. Поэтому этот метод можно использовать при исследовании эволюции орбит гравитирующих тел на больших интервалах времени.

В рассматриваемом нами алгоритме при моделировании сближения двух тел положение медленного (догоняемого) тела на его орбите в момент входа в сферу действия определялось с помощью псевдослучайных чисел в области, где расстояние между орбитами этих тел меньше r_{sa} . Более быстрое (догоняющее) тело выбиралось на своей орбите на расстоянии r_{sa} от медленного тела так, чтобы оно догоняло медленное тело. В работах других авторов (см. обзор Шора (1973)) входящее в сферу действия тело случайно бросалось в круг радиуса r_{sa} , перпендикулярного вектору относительной скорости.

После моделирования положений тел на орбитах в момент их контакта (сближения до r_{sa}) мы определяли их относительные декартовы координаты и внутри сферы действия в рамках задачи двух тел моделировали относительное движение тел. Центр масс тел в это время двигался вокруг Солнца по невозмущенной кеплеровской орбите. Если минимальное расстояние между центрами масс двух тел становилось равным сумме их радиусов, то считалось, что эти тела объединяются в результате абсолютно неупругого удара. Если столкновение не происходило, то определялись координаты $\vec{R}_i^+$ и скорости $\vec{V}_i^+$ тел, выходящих из сферы действия, относительно их центра масс. Затем вычислялись координаты $\vec{R}^c$ и скорости $\vec{V}^c$ центра масс в момент выхода тел из сферы действия и на основе новых координат $\vec{R}_i = \vec{R}_i^+ + \vec{R}^c$ и скоростей $\vec{V}_i = \vec{V}_i^+ + \vec{V}^c$ тел определялись элементы их новых гелиоцентрических орбит.

Декартовы координаты $\vec{R}_i^+$ и скорости $\vec{V}_i^+$ l -го тела после его объединения его с k -м телом определялись по формулам абсолютно неупругого удара: $\vec{R}_i^+ = \vec{R}_i \mu_i + \vec{R}_k \mu_k$ и $\vec{V}_i^+ = \vec{V}_i \mu_i + \vec{V}_k \mu_k$, где $\mu_i = m_i / (m_i + m_k)$, $\mu_k = m_k / (m_i + m_k)$; $\vec{R}_i$, $\vec{V}_i$, m_i , $\vec{R}_k$, $\vec{V}_k$, m_k — значения радиус-вектора, вектора скорости и массы, соответственно, l -го и k -го тел в момент их входа в сферу действия. На основе значений $\vec{R}_i^+$ и $\vec{V}_i^+$ определялись новые элементы орбиты l -го тела.

Краткое описание используемого алгоритма метода сфер приведено Ипатовым (1978 а, 1991 а). Подробное алгоритм моделирования эволюции орбит гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца, представлен в (Ипатов, 1985 б). Отметим, что при исследовании эволюции орбит с помощью этого алгоритма начальные положения тел на орбитах не определены, так как положения тел на орбитах перед сближением выбираются с помощью псевдослучайных чисел.

§ 2. Характерное время до столкновения или сближения двух тел до расстояния, равного радиусу рассматриваемой сферы

В отличие от подхода Эпика (1951, 1976), вероятность сближения двух тел (до расстояния, равного радиусу r_s рассматриваемой сферы) мы вычисляли как вероятность попадания в сферу, а не как отношение времени нахождения тел в сфере к орбитальному периоду.

Рассмотрим сначала плоскую модель. Пусть $\Delta\varphi_{ij} = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$ — сумма углов (в радианах) с вершиной в Солнце, внутри которых расстояние по центральному (с вершиной в Солнце) лучу между орбитами i -го и j -го тел меньше r_s (см. рис. 4.1), а T_j — период обращения j -го тела вокруг Солнца. Находящиеся на одном центральном луче тела через время, близкое (а при круговых орбитах равное) синодическому периоду обращения $T_s = T_i T_j / |T_i - T_j|$, снова будут находиться на одном центральном луче. В частном случае, когда орбиты фиксированы и являются круговыми, можно показать, что если угол с вершиной в Солнце между направлениями на тела от быстрого тела к медленному) $\Delta u_0 = 2\pi\zeta$ радиан, то через время ζT_s тела будут находиться

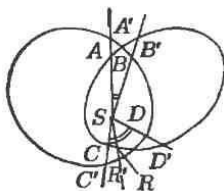


Рис. 4.1. Пример углов (ASB и CSD) с вершиной в Солнце (S), внутри которых расстояние RR' по лучу SR между орбитами меньше r_s ($AA' = BB' = CC' = DD' = r_s$)

на одном луче с вершиной в Солнце. Вероятность того, что этот луч будет лежать внутри углов $\Delta\varphi_{ij}$ (т.е. вероятность p_{ij} сближения до r_s за время (T_s) равна $\Delta\varphi_{ij}/2\pi$. В этом случае среднее значение Δu_0 равно π , а среднее значение ζ равно 0,5. Следующие догоны (расположения тел на одном луче с вершиной в Солнце) будут происходить через время T_s , т.е. $\zeta \approx 1$. Поэтому если рассматриваемый интервал времени $\Delta t > T_s/2$, то математическое ожидание числа сближений i -го и j -го тел за время Δt равно $(0,5 + \Delta t/T_s)\Delta\varphi_{ij}/2\pi$. В рассматриваемом нами алгоритме вероятность сближения двух тел до r_s считалась пропорциональной $\zeta \cdot \Delta\varphi_{ij}/2\pi T_s$, а характерное время между сближениями этих тел

$$\Delta t_{ij} = 2\pi T_s / (\zeta \cdot \Delta\varphi_{ij}) \propto 1/p_{ij}. \quad (4.1)$$

Если отношение $k_P = P_2/P_1$ периодов обращений тел вокруг Солнца не мало ($P_2 > P_1$), то в правой части формулы (4.1) появляется множитель k_P .

В зависимости от рассматриваемой задачи, ζ варьируется от 0,5 до 1. В моделях, исследуемых в настоящей работе, рассматриваемые интервалы времени значительно превышают T_s и изменения орбит за время T_s , в основном, сравнительно невелики. Поэтому при исследовании взаимодействий двух тел $\zeta \approx 1$. Условие $\zeta \approx 1$ не соблюдается, если каждое тело может взаимодействовать с несколькими телами. В этом случае за интервал времени T_s , вычисленный в некоторый момент времени t_0 для пары тел, их орбиты и аргументы широты u могут измениться под влиянием других тел. Кроме того, элементы орбит реальных небесных объектов меняются также при их движении вне сфер действия. В настоящей работе результаты расчетов на ЭВМ приводятся при $\zeta = 1$. Значения характерных времен до сближений или столкновений тел, полученные при $\zeta = 1$, можно рассматривать как мажорантные оценки. При сравнении характерных времен до столкновений ОСЗ с Землей, полученных методов сфер действия, с результатами численного интегрирования (см. § 8.1 главы VII) получено $\zeta = 1$.

Для вычисления $\Delta\varphi_{ij}$ при $e_m = \max\{e_i, e_j\} < 0,5$ исследовались соотношения $R_i - R_j = \pm r_{sa}$, где $R_j = a_j(1 - e_j^2)/[1 + e_j \cos(\nu - \Delta\psi_{ij})]$, $R_i = a_i(1 - e_i^2)/[1 + e_i \cos \nu]$, $\Delta\psi_{ij}$ — угол между направлениями на перигелии орбит i -го и j -го тел, a_i, e_i, a_j и e_j — большие полуоси и эксцентриситеты орбит этих тел. В случае $e_m \geq 0,5$ при определении $\Delta\varphi_{ij}$ отрезки орбит тел около точек их пересечения заменялись отрезками прямых.

Для некоторых значений элементов орбит и масс m_1 и m_2 объектов Ипатова (1985 6) исследовал зависимость $k_P = \Delta\varphi_{ij}/r_s^*$ от элементов орбит. Получено, что если орбиты эксцентричны, то $\Delta\varphi_{ij}$ может существенно зависеть от исходных ориентаций орбит. При прочих равных условиях $\Delta\varphi_{ij}$ максимально, если перигелий одной орбиты близок к афелию или перигелию другой орбиты. Результаты проведенных расчетов показали, что при $m_1 \gg m_2$, $m_1 \sim (0,01-10)m_\oplus$, $a_2/a_1 = 0,99$, $e_1 = 0$ и $0,05 < e_2 < 0,4$ в соотношении $\Delta\varphi_{ij} \sim e_2^{-\lambda}$ значение λ близко к 1 и $\Delta\varphi_{ij}/r_s^* \approx 20$ при $e_2 = 0,2$. Если $m_1 = 0,01m_\oplus$, то $k_P \sim 30$ при $e_m = \max\{e_1, e_2\} = 0,1$ и $k_P \sim 10$ при $e_m = 0,3$ (при этих оценках рассматривались различные взаимные ориентации орбит тел).

Для плоской модели вероятность столкновения двух тел, сблизившихся на расстояние радиуса сферы r_s , равна

$$p_c = r_e/r_s \approx r_\Sigma \sqrt{1 + 2\theta'/r_s} = r_\Sigma \sqrt{k_\theta/r_s}, \quad (4.2)$$

где r_e — эффективный радиус тел, $k_\theta = 1 + (v_p/v_r)^2$, $\theta' = 0,5(v_p/v_r)^2$, $v_p = \sqrt{2f(m_i + m_j)/r_\Sigma}$ — параболическая скорость, v_r — относительная скорость тел, сблизившихся на расстояние r_s , r_Σ — сумма радиусов тел, f — гравитационная постоянная. Согласно Сафронову и Витязеву (1983), среднеквадратичная скорость тел относительно круговой орбиты планеты массы M и радиуса r , $v_{rM} = \sqrt{GM_j/\theta'}$, где θ — параметр Сафронова. Если $m_i = M \gg m_j = \gamma M$, то $\theta' = \theta(1 + \gamma)/(1 + \gamma^{1/3})$, где $3/4 \leq (1 + \gamma)/(1 + \gamma^{1/3}) \leq 1$.

Для плоской модели при фиксированных орбитах, учитывая формулу (4.1) и опуская нижние индексы ij , получаем следующую формулу для определения характерного времени до столкновения двух тел:

$$T_{2c} = (2\pi/\Delta\varphi)k_P\zeta T_s r_s / (r_\Sigma \sqrt{k_\theta}) = 2\pi k_P \zeta T_s^* P(R/r_\Sigma) / (k_P \sqrt{k_\theta}), \quad (4.3)$$

где $k_P = \Delta\varphi_{ij}/r_s^*$, $r_s^* = r_s/R$, R — расстояние тел от Солнца, $T_s^* = PT_s^*$ — синодический период обращения, P — период обращения более массивного тела вокруг Солнца. Двойка в нижнем индексе в T_{2c} указывает на то, что рассматривается плоская (двумерная) модель.

Эволюция пространственных дисков исследовалась путем соответствующей редукции пространственной эволюционной задачи к плоской на основе результатов моделирования на ЭВМ эволюции плоских дисков условных тел большой плотности (Ипатов, 1982а, 1987а). Плотность условных тел подбиралась таким образом, чтобы изменения эксцентриситетов орбит между столкновениями условных тел были примерно такими же, как и при эволюции рассматриваемых пространственных дисков твердых тел. Тонкие эффекты эволюции пространственных дисков с помощью рассматриваемой редукции получить нельзя, но при малом числе начальных тел ($N_0 \leq 1000$) их не дает и прямое моделирование на ЭВМ эволюции пространственных дисков. Отметим, что при исследовании аккумуляции планет земной группы результаты, полученные Ипатовым (1987а, 1993а) с помощью рассмотренного выше алгоритма и такой редукции, примерно такие же, как и результаты Везерилла (1980), полученные при непосредственном моделировании эволюции пространственных дисков методом сфер.

При оценках времен эволюции пространственных дисков тел, движущихся вокруг Солнца, нами использовались приведенные ниже формулы для вычисления характерного времени до сближения двух объектов, движущихся вокруг Солнца по орбитам, лежащим в разных плоскостях.

Рассмотрим случай, когда угол Δi между плоскостями орбит двух тел не меняется за время до сближения этих тел (Ипатов, 1978а). Обозначим через u' — угол между одним из двух лучей, составляющих линию пересечения плоскостей орбит тел, и направлением на одно из тел, которое назовем вторым. Сближения тел до r_s возможны только при тех значениях u' , для которых $h(u') \equiv R_2 \sin u \sin \Delta i \leq r_s$, где $h(u')$ — длина перпендикуляра, опущенного из второго тела на плоскость орбиты первого тела; R_2 — расстояние от Солнца до второго тела. Обозначим сумму углов u' , при которых выполняется это неравенство, через $\Delta u'$ (значения $\Delta u'$ берутся в радианах). Полагая $R \approx R_2$, $\sin u' \approx u'$, $\sin \Delta i \approx \Delta i$ и $\max(h(u')) \geq r_s$ (т. е. $\Delta i \geq r_s^*$), получаем, что $\Delta u' \approx 4r_s^*/\Delta i$, а вероятность сближения двух тел до r_s за время Δt в пространственном случае в $k_i \approx (2\pi/\Delta u')(r_s/r_s^*) \approx \pi R \Delta i / 2r_s^*$ раз меньше, чем в плоском, где r_s^* — средняя (в области $\Delta u'$) величина проекции r_s на плоскость орбиты первой частицы. Так как

$$r_s' = \left[\int_{h(u') \leq r_s} \sqrt{(r_s)^2 - h(u')^2} du' \right] / \int_{h(u') \leq r_s} du' \approx r_s/2,$$

то при $\Delta i \geq r_s^*$ вероятность столкновения примерно в $k_i = (2\pi/\Delta u')(r_s/r_s^*) = \pi \sin \Delta i / r_s^* \approx \pi \Delta i / r_s^*$ раз меньше, чем при $\Delta i = 0$ (для тех же значений m , e и a).

Вероятность столкновения тел, сблизившихся на расстояние r_s , при $\Delta i > r_s^*$ (здесь и ниже в формулах значения Δi берутся в радианах) равна $k_\theta (r_\Sigma/r_s)^2$. Поэтому, используя формулу (4.3), получаем следующую формулу для вычисления характерного времени T_{3c} до столкновения тел в случае, когда их большие полуоси a , эксцентриситеты e и угол Δi ($\Delta i > r_s^*$) между плоскостями орбит почти не меняются до их столкновения:

$$T_{3c} = 2\pi^2 k_P \sin \Delta i T_s (R/r_\Sigma)^2 / (k_\theta k_\theta) = \sin \Delta i T_s^* k_\alpha / (k_\theta k_\theta), \quad (4.4)$$

где $k_\alpha = 2\pi^2 k_P \mathcal{P}(R/r_\Sigma)^2$. При выводе этой формулы считается, что значения ω (аргумента перигелия) и Ω (долготы восходящего узла) значительно меняются до столкновения тел. При указанных выше предположениях вероятность столкновения двух тел за время Δt равна $\Delta t / T_{3c}$. Другой подход к вычислению T_{3c} предложен Эпиком (1951). Одно из дальнейших развитий этого подхода приведено Крамером и Шестакой (1987), а другое — Холшевниковым и Шором (1994). Ботке и Гринберг (1993) сравнили значения $P_i = 1/T_{3c}$, полученные из различных модификаций формулы Эпика. В этой формуле, как и в формуле (4.4), T_{3c} пропорционально $\sin \Delta i / (k_\theta r_\Sigma^2)$, но, в отличие от (4.4), определяется через среднюю относительную скорость сближения до r_s и не зависит от T_s и k_P . На самом деле для пар тел с различными T_s (с различным отношением больших полуосей орбит) и остальными одинаковыми элементами орбит значения T_{3c} могут сильно отличаться.

В случае, когда Δi с равной вероятностью принимает значения от 0 до $\Delta i_{\max}^* \geq r_s^*$, полагая $k_i \approx 2$ (где $1/k_i$ — среднее по различным Δi значение $1/k_i$) при $0 \leq \Delta i \leq r_s^*$, получаем

$$1/\bar{k}_i = \left[\int (1/k_i) d\Delta i \right] \int d(\Delta i) = r_s^* \cdot \eta_i / (\pi \cdot \Delta i_{\max}^*), \quad (4.5)$$

где $\eta_i = 0,5 + \ln(\Delta i_{\max}^*) - \ln(r_s^*)$. При i , равномерно распределенном от 0 до $i_{\max}^{(k)}$, вероятность того, что $\Delta i \sim \Delta i_{\max}^* = i_{\max}^{(k)} + i_{\max}^{(l)}$, меньше, чем при $\Delta i \sim 0$. Поэтому $\Delta i_{\max}^* < \Delta i_{\max}$. Для примера отметим, что если $r_s =$ — это радиус сферы действия, а $\Delta i_{\max}^* = 0,15$, то $\eta_i \approx 9$ при $m = 10^{-6} m_\oplus$ и $\eta_i \approx 4$ при $m = m_\oplus$. Если значения Δi тел меняются от $\Delta i_{\min}^* > r_s^*$ до $\Delta i_{\max}^*$, то, вналогично формуле (4.5), получаем

$$\bar{k}_i \approx \pi(\Delta i_{\max}^* - \Delta i_{\min}^*) / (r_s^* \ln(\Delta i_{\max}^* / \Delta i_{\min}^*)).$$

Отношение значения $\bar{k}_i$, полученного по формуле (4.5), к значению k_i , полученному для фиксированного значения Δi , равно $\Delta i_{\max}^* / (\Delta i \eta_i)$. Таким образом, если Δi во время эволюции меняется от 0 до $\Delta i_{\max}^*$ ($\Delta i_{\max}^* > r_s^*$), то время до столкновения двух тел

$$T_{3c}^* = 2\pi^2 k_F (\zeta \Delta i_{\max}^* T_s (R/r_s)^2 / (\eta_i k_\phi k_\theta)) = \Delta i_{\max}^* T_s^* k_\alpha / (\eta_i k_\phi k_\theta). \quad (4.6)$$

В формулах (4.3), (4.4) и (4.6) значения T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^* зависят от $k_\zeta = \zeta T_s / k_\phi$ и одинаковы при различных ξ , T_s и k_ϕ , для которых $k_\zeta = \text{const}$. В случае переменного Δi время T_{3c}^* в $\eta_i/2$ раз меньше значения T_{3c} , полученного для фиксированного среднего значения Δi . Отметим, для примера, что $\eta_i \geq 9$ при $\Delta i_{\max}^* = 20^\circ$ и $d \leq 100$ км, а также $\eta_i \geq 5$ для Земли и $\Delta i_{\max}^* = 30^\circ$.

Если рассматривать характерное время до сближения двух тел до радиуса r_s сферы, то в формулах (4.4) и (4.6) вместо $(r_s)^2 k_\theta$ будет $(r_s^*)^2$. Некоторые формулы для вычисления такого времени представлены в §1 главы VII.

В отличие от схемы Эпика, приведенные выше формулы более удобны при аналитических исследованиях зависимости эволюции диска от количества, характерных масс и элементов орбит составляющих его тел. Учитывая дополнительно зависимости от синодического периода и ориентаций орбит, с помощью этих формул можно исследовать более тонкие эффекты взаимодействий тел. Рассмотрим следующий пример. Результаты проведенных исследований показывают, что если орбита тела пересекает орбиту Земли, то при прочих равных условиях значения $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{ij}$ и, соответственно, вероятности сближения p тела с Землей до некоторого расстояния r_d больше для значений $q = a(1-e)$ более близких к 1 а.е. В общем случае значения $\Delta\varphi$ и p больше для меньших эксцентриситетов и наклонений i орбит (Ипатов, 1985б). Сближающиеся с Землей тела малых размеров можно наблюдать только на небольших расстояниях r_d . Например, $r_d \sim 0,005-0,05$ а.е. для объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ), диаметром $d \leq 50$ м. Вероятность обнаружения этих тел пропорциональна p и поэтому больше при меньших i и e . Среднее наклонение таких ОСЗ равно 10° , что в 1,5 раза меньше, чем для крупных ОСЗ. У половины ОСЗ диаметром $d \leq 50$ м эксцентриситеты $e < 0,2$, а для 2/3 таких малых ОСЗ выполняется соотношение $0,93 \leq q \leq 1,02$ а.е. Рабинович и др. (1993) предположили, что малые астероиды с небольшими эксцентриситетами образуют пояс около орбиты Земли. Однако особенности распределения обнаруженных малых ОСЗ по e , q и i можно объяснить на основе рассмотренных выше зависимостей p тем, что наблюдаются, в основном, те малые ОСЗ, для которых значения $\Delta\varphi$ и p являются большими.

§ 3. Сравнение результатов, полученных методом сфер и путем численного интегрирования уравнений движения

При небольших относительных скоростях v_r сближающихся тел метод сфер действия хорошо аппроксимирует реальное движение тел внутри сферы действия (Везерилл и Кокс, 1985; Кокс и др., 1978). Кроме того, даже при довольно хорошем приближении движения внутри сферы действия, скорости тел, выходящих из сферы действия, могут значительно отличаться от реальных (Гринберг и др., 1988). Однако в ряде случаев при приближенном исследовании эволюции орбит тел за большое число сближений можно пользоваться методом сфер даже при малых значениях v_r . Для ряда исходных данных Ипатов (1980б, 1981б) сравнил несколько десятков графиков изменений со временем элементов гелиоцентрических орбит двух гравитирующих тел, полученных при моделировании эволюции методом сфер, с аналогичными графиками, полученными при численном интегрировании уравнений движения. Две пары таких графиков приведены на рис. 4.2. Анализ этих графиков показал, что с помощью метода сфер можно получить пределы и основные тенденции изменений элементов гелиоцентрических орбит

При этом, в случае, когда наибольший эксцентриситет e_M гелиоцентрических орбит двух сближающихся тел превышает $2\mu_1^{1/3}$, нужно использовать сферы действия, а при $e_M \leq 2\mu_1^{1/3}$, в зависимости от рассматриваемой задачи — сферы радиуса $r_s = R\delta \approx 1,5R\mu^{2/7}$ или $r_s = R\gamma \approx 2,4R\mu^{1/3}$, где R — расстояние тел от Солнца, $\mu = \mu_1 + \mu_2$, μ_1 и μ_2 — отношения масс тел к массе Солнца, обозначения β , γ и δ приведены в § 4 главы II.

Если нужно избежать «лишних» столкновений двух тел, то $r_s = R\gamma$. При использовании $r_s = R\delta$ в случае $|e_b| > \gamma \gg e'_b$ нужно отбрасывать (и моделировать еще раз с другими псевдослучайными числами (Ипатов, 1978 а)) те сближения, при которых $\epsilon = (a_2 - a_1)/a_1$ меняет знак. Буквой b выше помечены значения ϵ и $\epsilon' = \max\{\epsilon_1, \epsilon_2\}$ до сближения, где ϵ_1 и ϵ_2 — эксцентриситеты орбит тел.

При учете взаимодействий тел, движущихся по почти круговым орбитам, нужно учитывать, что при $|\Delta a_0| < \beta R$ и $\Delta\varphi_0 > 4\mu^{1/3}$ (где Δa_0 — разность начальных значений больших полуосей орбит, $\Delta\varphi_0$ — начальный угол с вершиной в Солнце между направлениями на тела) тесных сближений тел быть не может. Гравитационное влияние Юпитера на эволюцию резонансных орбит астероидов может приводить к сильному росту эксцентриситетов орбит астероидов (Ешикава, 1991; Ипатов, 1980 а, 1989 а, 1992 а; Уздом, 1983). Такие эффекты нельзя учесть методом сфер.

Остановимся подробнее на случае почти круговых начальных орбит. Ипатов (1980 б) получил, что в случае $e_0(\mu_1)^{-1/3} \leq 0,5$ (где e_0 — это исходные эксцентриситеты тел) пределы изменений больших полуосей и эксцентриситетов орбит (значения $\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$ и $\Delta e = e_{\max} - e_{\min}$), полученные при исследовании эволюции орбит двух гравитационно взаимодействующих тел методом сфер действия, в 2–3 раза меньше, чем в действительности. Отметим также, что в случае первоначально круговых орбит сильные гравитационные взаимодействия тел происходят при значениях разности между начальными значениями больших полуосей орбит $\Delta a_0 \leq r_s = R\delta \approx 1,5R\mu^{2/7}$. При $\mu \leq 10^{-3}$ значение r_s в несколько раз превышает $r_{sa} = R\mu^{2/5}$. Поэтому при исследовании эволюции диска тел методом сфер действия в случае почти круговых орбит из рассмотрения исключается большой класс орбит ($r_{sa} < \Delta a_0 < r_s$). С целью учета таких «далеких взаимодействий» тел при малых эксцентриситетах целесообразно применять сферы, большие сферы действия (радиусом до r_b).

При исследовании эволюции первоначально круговых орбит двух гравитационно взаимодействующих тел с помощью сфер радиуса $r_s \in [R\mu^{1/3}, 1,5R\mu^{2/7}]$ значения Δa и Δe и тенденции изменений элементов орбит примерно такие же, как в действительности, если $\Delta a_0 \leq r_s$ (ср., например, рис. 4.2 (а) и 4.2 (б)). Однако в случае эксцентричных орбит значения $e_{\max}$,

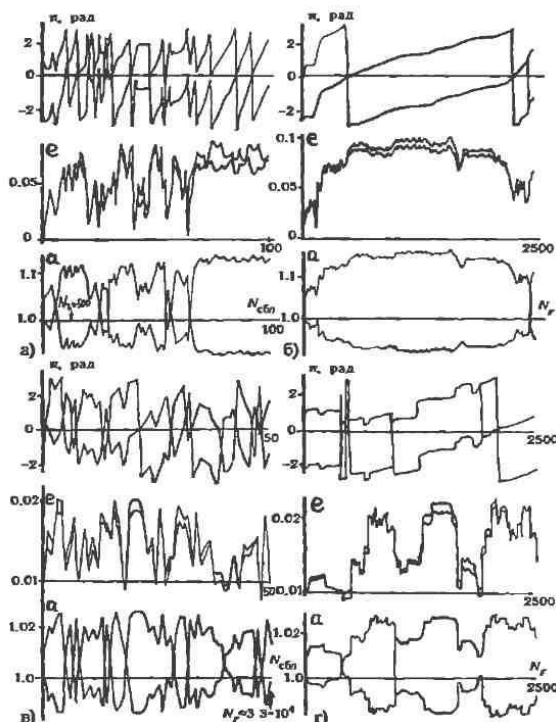


Рис. 4.2. Результаты моделирования эволюции гелиоцентрических орбит двух гравитационно взаимодействующих объектов, полученные методом сфер (слева: рис. (а) — $r_s = 2R\mu^{1/3}$, (е) — $r_s = R\mu^{2/5}$) и путем численного интегрирования уравнений движения (справа: рис. (б) и (г)). $N_{сбл}$ — число сближений до радиуса r_s рассматриваемой сферы, N_r — число оборотов первого объекта вокруг Солнца. Исходные данные:

(а)–(б): $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$, $a_1^0 = 1$, $a_2^0 = 1,05$, $e_1^0 = e_2^0 = 0$;
(в)–(г): $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-7}$, $a_1^0 = 1$, $a_2^0 = 1,01$, $e_1^0 = e_2^0 = 0,01$

полученные при использовании сфер, больших сферы действия, меньше реальных значений этих величин.

Чем больше число рассматриваемых гравитационно взаимодействующих тел, тем ближе результаты расчетов, полученные методом сфер и путем численного интегрирования уравнений движения. В случае трех одинаковых тел, движущихся вокруг Солнца, сравнение результатов расчетов, полученных с помощью метода сфер и путем численного интегрирования уравнений движения, приведено в главе VII.

При изучении эволюции пространственных дисков, соответствующих зонам питания различных планет (а также плоским дискам, соответствующим зонам питания планет-гигантов) и рассматриваемых в главах V–VI, получено, что в случае первоначально круговых орбит средние эксцентриситеты достигали 0,02 за время, когда число тел в диске существенно не менялось. Так как для этих начальных дисков выполняется условие $2\mu_1^{1/3} < 0,02$, то начальные эксцентриситеты орбит тел этих дисков полагались равными 0,02, а эволюция дисков исследовалась методом сфер действия. При исследовании эволюции этих дисков с помощью сфер не меньших сферы влияния ($r_s = 1,15 \cdot R \cdot \mu^{1/3}$) было получено, что максимальные значения среднего эксцентриситета в несколько раз меньше, чем при использовании метода сфер действия.

При моделировании эволюции дисков долготы перигелиев орбит π_i считались постоянными между сближениями тел до расстояний, не превышающих r_s . В действительности такие тела могут взаимодействовать друг с другом. Поэтому при моделировании конечного этапа эволюции (когда расстояния между орбитами превысили радиусы соответствующих сфер действия) использовались сферы радиуса r_s , а значения π_i выбирались так, чтобы были возможны сближения тел, если только они могли произойти при каких-либо значениях π_i .

§4. Относительное движение сближающихся объектов

Известно (Кокс и др., 1978), что при моделировании взаимного гравитационного влияния тел методом сфер действия модель дает хорошее приближение для тесных сближений с $e_c \geq 4$, где e_c — эксцентриситет гиперболической орбиты, по которой в сфере действия одно тело движется относительно другого тела ($m_2 \leq m_1 \leq 10^{-5} M_\odot$). С увеличением e_c моделируемое движение приближается к реальному. Чем больше эксцентриситеты гелиоцентрических орбит сближающихся тел, тем больше значения e_c и тем лучше метод сфер действия отражает реальную эволюцию. Этот вывод можно сделать и из анализа результатов расчетов, проведенных Ипатовым (1980б).

Остановимся на результатах моделирования методом сфер действия гравитационного взаимодействия двух одинаковых тел ($m_2 = m_1$), эксцентриситеты гелиоцентрических орбит которых перед сближением до расстояния, равного радиусу сферы действия, равны $e_1^0 = e_2^0 = e_0$. В этом случае доля N_{c4} орбит в сфере действия с эксцентриситетами e_c , большими 4, в случае небольших значений $e_0 \cdot (\mu_1)^{-1/3}$ (где $\mu_1 = m_1/M_\odot$) довольно велика:

$e_0 \cdot (\mu_1)^{-1/3}$	0	10	50
N_{c4}	0	80 %	99 %

При моделировании эволюции орбит трех тел, массы m_i которых равны массе Плутона, получено, что $N_{c4} \approx 90\%$ при росте среднего эксцентриситета от 0,01 до 0,05. Если средний эксцентриситет $e_{av} \geq 0,05$ (т.е. при $e_{av}/h_1 > 35$, где $h_1 = (m_1/M_\odot)^{1/3}$), то в рассмотренных вариантах $N_{c4} \geq 99\%$, а для более, чем 80 % сближений, $e_c > 100$. В этом случае движение тел внутри сферы действия в большинстве случаев близко к реальному.

В случае эволюции орбит двух тел при ряде начальных данных значения N_{c4} представлены Ипатовым (1981 в). Получено, что в среднем $N_{c4} \approx 99\%$ при $e_\mu = e_M/\mu^{1/3} = 50$, $N_{c4} \approx 80\%$ при $e_\mu = 10$ и $N_{c4} \leq 4\%$ при $e_\mu \leq 3$, где e_M — максимальный эксцентриситет гелиоцентрических орбит двух сближающихся тел. При одних и тех же значениях e_μ значения N_{c4} зависят от исходных ориентаций орбит и от $e_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$, где a_1^0 и a_2^0 — значения больших полуосей орбит тел до сближения. Например, для $e_1^0 = e_2^0 = 0,05$ и $\mu_1 = \mu_2 = 10^{-5}$ получено,

что $N_{C4} = 9\%$ при $\epsilon_0 = 0,01$ и $N_{C4} = 0$ при $\epsilon_0 = 0,1$. Это различие связано с тем, что при $\epsilon_0 = 0,1$ сближения происходят, когда афелий орбиты второго тела близок к перигелию орбиты первого тела, и относительные скорости в этом случае малы. Как отмечалось в § 3, пределы и основные тенденции изменений элементов гелиоцентрических орбит для $e_\mu > 2$ при использовании метода сфер действия примерно такие же, как и при численном интегрировании уравнений движения. Значения N_{C4} при этом могут быть близки к 0.

Подробнее доли орбит с различными значениями e_ζ приведены Ипатовым (1980 б). Из малых значений N_{C4} и данных работы Кокса и др. (1978) следует, что при малых эксцентриситетах гелиоцентрических орбит метод сфер действия (а тем более, сфер большего радиуса) не может достаточно точно представлять реальное движение частиц внутри сферы. Однако, как показывает сравнение результатов моделирования эволюции орбит двух гравитационно взаимодействующих тел методом сфер и путем численного интегрирования уравнений движения, в случае тесных сближений тел при соответствующем выборе радиуса используемой сферы можно получить близкие пределы и основные тенденции изменений элементов орбит.

На рис. 4.3 в прямоугольных декартовых координатах представлен график относительного движения двух небесных объектов, движущихся вокруг Солнца по первоначально круговым орбитам. Начало координат находится в первом объекте. Массы объектов порядка массы Плутона. Тесное сближение, рассматриваемое на рис. 4.3, происходило при $t \approx 75t_0$, где t_0 — время оборота первого объекта вокруг Солнца. Точки на графике относительного движения поставлены через $0,1t_0$. После сближения, представленного на этом рисунке, эксцентриситеты гелиоцентрических орбит объектов выросли до 0,001, а во время сближения в течение короткого времени они достигали 0,06.

Из рис. 4.3 видно, что хотя график относительного движения объектов имеет сложный вид, внутри

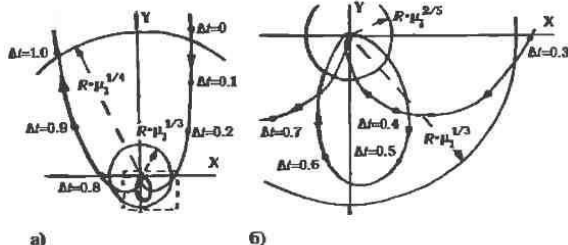


Рис. 4.3. Движение второго объекта относительно первого объекта в декартовых координатах x, y . Исходные данные: $\mu_1 = \mu_2 = 7,5 \cdot 10^{-9}$, $\epsilon_0 = 0,004$, $e_1^0 = e_2^0 = 0$, $\varphi_0 = 160^\circ$. Точки на орбите поставлены через промежутки времени, равные одной десятой оборота первого объекта вокруг Солнца. На рис. (б) представлена часть рис. (а), обведенная пунктиром

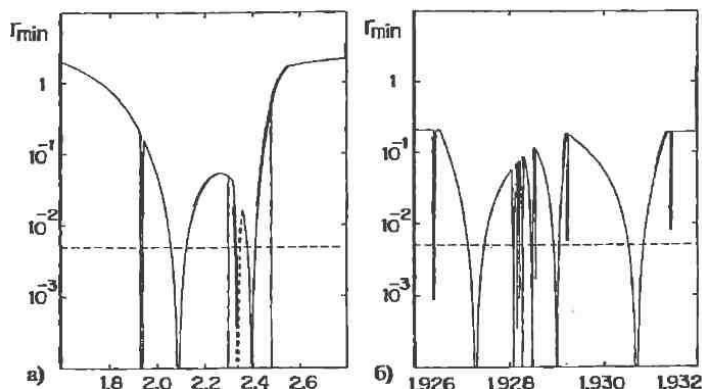


Рис. 4.4. Минимальное расстояние $r_{\min}$ между центрами масс планеты и планетезимали в случае $e = i = 0$. Жирные линии указывают значения $r_{\min}$ при первом сближении как функции $b = (a_0^2 - a_p)/(a_p h)$, где $h = (m_p/3M_\odot)^{1/3}$. Пунктирная кривая около $b = 2,34$ соответствует второму сближению. Тонкая горизонтальная пунктирная линия показывает радиус планеты ($a = 1$ а.е., $\rho = 3$ г/см³). Рисунок из работы Иды и Наказавы (1989)

сферы радиуса $R\mu_1^{1/4}$ его можно приближенно представить частью кривой второго порядка. За время движения внутри сферы радиуса $R\mu_1^{1/4}$ объекты два раза входят в сферу действия. При этом направления вектора относительной скорости для первого входа и второго выхода ближе к случаю упругого столкновения шаров, чем к движению объектов внутри сферы действия по кривой второго порядка. При $a_1^0 = 50$ а.е. минимальное расстояние между центрами масс объектов при этом сближении $r_{\min} = 2 \cdot 10^{-4}$ а.е. $= 3 \cdot 10^4$ км на порядок превышает диаметр Плутона.

Различные случаи относительного движения сближающихся объектов рассматривались при исследовании осевых вращений планет (Киладзе, 1986; Лиссауэр и Кэри, 1991) и вероятностей столкновений (Ида и Наказава, 1989; Нишида, 1983). На рис. 4.4 (см. выше, с. 89) для значений $b = (a_2^0 - a_p)/(ha_p)$ (где $h = (m_p/3M_\odot)^{1/3}$) приведены полученные Идой и Наказавой (1989) минимальные расстояния $r_{\min}$ между центрами масс планеты (m_p) и планетезимали, двигавшихся первоначально по круговым орбитам с большими полуосями a_p и a_2^0 .

§ 5. Основные принципы построения алгоритма моделирования на ЭВМ эволюции дисков, состоящих из большого числа планетезималей

Эволюция роев, первоначально состоявших из большого ($\sim 10^{11}-10^{12}$) числа тел-планетезималей, изучалась Гринбергом и др. (1978, 1984) путем исследования с помощью ЭВМ изменений функции распределения тел по массам и расстояниям от Солнца. При появлении в рое крупных тел — зародышей планет эти расчеты заканчивались, так как используемый этими авторами метод «частица в ящике» становился неприемлемым. Ипатов (1988 в) предложил некоторые новые подходы к построению алгоритма моделирования эволюции диска.

При исследовании взаимодействий тел в диске, как и в работах Гринберга и др. (1978, 1984), все тела диска можно разбить на группы. В группу тел обычно включают тела, массы m и большие полуоси a (а при наличии достаточно мощной ЭВМ также эксцентриситеты e и наклонения i) орбит лежат в определенных, достаточно узких пределах. Каждая (k -я) группа характеризуется числом $N^{(k)}$ входящих в нее тел (вместо $N^{(k)}$ можно рассматривать суммарную массу $M_\Sigma^{(k)}$ всех тел группы) и средними значениями m , a , e и i , обозначенными, соответственно, как $\bar{m}^{(k)}$, $\bar{a}^{(k)}$, $\bar{e}^{(k)}$ и $\bar{i}^{(k)}$. Кроме того, в пространственном случае каждую группу можно характеризовать также средними значениями $\bar{\Omega}^{(k)}$ и $\bar{\omega}^{(k)}$, соответственно, долготы Ω восходящего узла и углового расстояния ω перигелия от узла.

Как и в работах Гринберга и др. (1978, 1984), весь процесс эволюции можно расчленить на серию последовательных шагов Δt по времени. Число сближений $N_{\text{сбл}}^{(k,l)}$ тел до расстояния, равного r_s , и число столкновений $N_{\text{ст}}^{(k,l)}$, которые происходят между телами k -й и l -й групп, а также изменения величин $N^{(k)}$, $\bar{m}^{(k)}$, $\bar{a}^{(k)}$, $\bar{e}^{(k)}$, $\bar{i}^{(k)}$, $\bar{\Omega}^{(k)}$ и $\bar{\omega}^{(k)}$ за время Δt можно определять для разных моделей по-разному.

Ниже рассмотрим, в частности, сравнительно простую модель, которую назовем моделью групп-усредненных тел. В рамках модели групп-усредненных тел будем считать, что при взаимодействии тел двух групп для всех $N^{(k)}$ тел одной (k -й) группы массы m и элементы a , e , i (Ω и ω) орбит одинаковы и равны $\bar{m}^{(k)}$, $\bar{a}^{(k)}$, $\bar{e}^{(k)}$, $\bar{i}^{(k)}$, $\bar{\Omega}^{(k)}$ и $\bar{\omega}^{(k)}$, соответственно. Такие тела назовем усредненными телами. В целях лучшего сохранения интегралов движения, значения $\bar{a}^{(k)}$, $\bar{e}^{(k)}$, $\bar{i}^{(k)}$ и $\bar{\Omega}^{(k)}$ лучше определять не как средние значения соответствующих элементов орбит, как это делалось Гринбергом и др. (1978, 1984), а так, чтобы механическая энергия $h^{(k)}/2$ и момент количества движения $c^{(k)} = \{c_x^{(k)}, c_y^{(k)}, c_z^{(k)}\}$ всех усредненных тел группы были бы примерно такими же, как и для всех реальных (различных) тел группы. Для каждого усредненного тела k -й группы значения c и h равны, соответственно, $\bar{c}^{(k)} = \{c_x^{(k)}, c_y^{(k)}, c_z^{(k)}\} = c^{(k)}/N^{(k)}$ и $\bar{h}^{(k)} = h^{(k)}/N^{(k)}$ (напомним, что в методе сфер тела вне сфер не взаимодействуют). Используя законы сохранения энергии и момента количества движения

и опуская номер (k) группы, имеем

$$\begin{aligned}\bar{a} &= -\bar{m}\bar{\mu}/\bar{h}, & \bar{e} &= \sqrt{(1 - [(\bar{c}_x)^2 + (\bar{c}_y)^2 + (\bar{c}_z)^2]/(\bar{\mu}\bar{m}\bar{a}))}, \\ \cos \bar{i} &= \bar{c}_z/(\bar{m}\sqrt{\bar{\mu}\bar{p}}), & \sin \bar{i} &= \sqrt{(\bar{c}_x)^2 + (\bar{c}_y)^2}/(\bar{m}\sqrt{\bar{\mu}\bar{p}}), \\ \cos \bar{\Omega} &= -\bar{c}_y/(\bar{m}\sin \bar{i}\sqrt{\bar{\mu}\bar{p}}), & \sin \bar{\Omega} &= -\bar{c}_x/(\bar{m}\sin \bar{i}\sqrt{\bar{\mu}\bar{p}}),\end{aligned}\quad (4.7)$$

где $\bar{p} = \bar{a}(1 - \bar{e}^2)$, $\bar{\mu} = f(M_\odot + \bar{m})$, $M_\odot$ — масса Солнца, f — постоянная тяготения. При учете взаимного гравитационного влияния тел методом сфер значения $\bar{h}$ и $\bar{c}$ не зависят от ω и истинной аномалии ν . Поэтому, если в качестве одной из характеристик группы рассматривать $\bar{\omega}$, то $\bar{\omega}$ можно вычислять, как среднее, значение ω_j для всех (j -х) тел k -й группы.

Отметим, что на каждом шаге Δt алгоритма требуется знать значения $N_{\text{сбл}}^{(k,l)}$ и $N_{\text{ст}}^{(k,l)}$ при $k = 1, \dots, N_g$ и $l = 1, \dots, N_g$, где N_g — число групп в диске. Значения Δt подбираются, в частности, так, чтобы за время Δt в среднем на одно тело группы приходилось не более одного столкновения. Если число тел в группах велико, то результаты взаимодействия между телами за время Δt можно определять на основе результатов моделирования на ЭВМ сравнительно небольшого числа характерных сближений и столкновений.

§ 6. Число сближений и столкновений тел, происходящих в диске за некоторый интервал времени

В качестве $N_{\text{сбл}}^{(k,l)}$ и $N_{\text{ст}}^{(k,l)}$ будем рассматривать математические ожидания этих величин. При рассматриваемом стохастическом подходе

$$N_{\text{сбл}}^{(k,l)} = N^{(k)} N_e^{(l,k)} \Delta t / \bar{\tau}^{(k,l)}, \quad (4.8)$$

где $N^{(k)} N_e^{(l,k)}$ — число пар тел (тело j_1 принадлежит k -й группе, а тело j_2 — l -й группе), для которых значения афелийных и перигелийных расстояний (r_a и r_π) допускают сближение j_1 -го и j_2 -го тел, т.е. минимальное расстояние между отрезками $[r_\pi^{(j_1)}, r_a^{(j_1)}]$ и $[r_\pi^{(j_2)}, r_a^{(j_2)}]$ не превышает r_s . Величина $1/\bar{\tau}^{(k,l)}$ является средним значением величин $1/\tau^{(j_1,j_2)}$, где $\tau^{(j_1,j_2)}$ — время между сближениями (до r_s) j_1 -го и j_2 -го тел, а $N_e^{(l,k)}$ можно представить в виде

$$N_e^{(l,k)} = N^{(l)} \bar{\kappa}^{(l,k)}, \quad (4.9)$$

где $\bar{\kappa}^{(l,k)} \leq 1$. В общем случае $\bar{\kappa}^{(l,k)}$ можно вычислять на ЭВМ. При взаимодействии между собой тел одной группы (при $k = l$) в формуле (4.8) вместо $N^{(k)} N_e^{(l,k)}$ имеем $N^{(k)}(N^{(k)} - 1)\bar{\kappa}^{(k,k)}/2$. Учитывая формулу (4.8), получаем

$$N_{\text{ст}}^{(k,l)} = N_{\text{сбл}}^{(k,l)} / \bar{\kappa}^{(k,l)} = N^{(k)} \Delta t / k_N T_\varphi^{(k,l)}, \quad (4.10)$$

где $\bar{N}_{\text{сбл}}^{(k,l)}$ — среднее число сближений до r_s , приходящихся на одно столкновение,

$$T_\varphi^{(k,l)} = \bar{\tau}^{(k,l)} \bar{N}^{(k,l)} / k_N N_e^{(l,k)}, \quad (4.11)$$

$k_N = 1$ при $k \neq l$ и $k_N = 2$ при $k = l$. В рассматриваемом алгоритме $\Delta t < T_\varphi^{(k,l)}$, но формально, согласно (4.10), имеем, что за время $T_\varphi^{(k,l)}$ в среднем каждое тело k -й группы участвует в одном столкновении с каким-либо телом l -й группы. Значения $T_\varphi^{(k,l)}$ исследуются в § 2.3 главы V.

Для модели «частица в ящике» (Принберг и др., 1978, 1984) $N_{\text{ст}}^{(k,l)} \approx N^{(k)} N^{(l)} v_r \pi (r_e)^2 \Delta t / V$, где V — объем пространства, а относительная скорость v_r определяется через $\bar{e}$ и $\bar{i}$. Значения $N_{\text{сбл}}$ и $N_{\text{ст}}$, определяемые с помощью формул (4.8) и (4.10), зависят также от $\bar{\Delta\varphi}$, $\bar{T_s}$ (являющихся средними значениями $\Delta\varphi$ и T_s) и $\bar{\kappa}$, которые, в свою очередь, определяются элементами орбит сближающихся тел. Тем самым, в отличие от работ Принберга и др. (1978, 1984),

учитываются различные значения больших полуосей орбит тел. Используя полученные выше формулы, можно рассматривать, в частности, случаи $i = 0$ и $e = 0$. Алгоритм, основные принципы которого рассмотрены в § 5–6 главы IV, позволит исследовать не только начальную, как в работах Гринберга и др. (1978, 1984) и Накагавы и др. (1983), но и последующие стадии твердотельной аккумуляции планет (или их ядер). Если каждая группа состоит только из одного тела, то такой алгоритм аналогичен алгоритму, использовавшемуся при моделировании на ЭВМ эволюции дисков, состоявших из сотен гравитирующих тел. При исследовании взаимодействий между собой крупных одиночных тел вместо использования стохастического подхода можно определять времена до сближений пар тел и последовательно моделировать (с учетом уже осуществившихся сближений) сближения тел, происходящие за рассматриваемый интервал времени Δt . Вайденшиллинг и др. (1997), наряду с группами тел, также рассматривали одиночные тела, но их алгоритм не позволял моделировать конечные стадии аккумуляции планет.

§ 7. Характерные изменения элементов орбит тел при одном сближении до радиуса сферы действия

Путем моделирования на ЭВМ методом сфер действия многократных (до сотен тысяч в каждом варианте) изолированных сближений двух тел, движущихся вокруг Солнца в одной плоскости, для ряда исходных данных Ипатов (1981 в, г, 1982 в, 1985 а) получил значения

$$de = \sum_{k=1}^{k=N_e} (|\partial e_1^k| + |\partial e_2^k|) / N_e, \quad da = \sum_{k=1}^{k=N_e} (|\partial a_1^k| + |\partial a_2^k|) / N_e,$$

$$de_+ = \sum_{k=1}^{k=N_e} (\partial e_1^k + \partial e_2^k) / \sum_{k=1}^{k=N_e} (|\partial e_1^k| + |\partial e_2^k|), \quad de_+ \text{ и } \bar{N}_e^+ = N_e / N_e^c,$$

где ∂e_1^k , ∂e_2^k и ∂a_1^k , ∂a_2^k — изменения эксцентриситетов и больших полуосей орбит двух сближающихся тел при k -м сближении до r_{sa} , N_e — общее число сближений, N_e^c — число столкновений тел, de_+ — значение de , полученное для тел плотности Земли при $a = 1$ а.е. (сближения, заканчивающиеся столкновениями тел, при вычислении de_+ не рассматриваются). Примеры результатов таких расчетов представлены в табл. 4.1–4.2. Значения $\bar{N}_e^+$ приведены в этих таблицах для случая $a_* = (a/a_\oplus)(\rho/\rho_\oplus)^{1/3} = 1$, где $\rho_\oplus$ и $a_\oplus$, соответственно, плотность Земли и большая полуось ее орбиты, ρ — плотность тел.

В рассмотренных вариантах расчетов направления на перигелии орбит тел выбирались с помощью датчиков псевдослучайных чисел. В некоторых вариантах $\epsilon_0 = (a_2^0 - a_1^0)/a_1^0$ было одинаковым для всех k . В вариантах расчетов, помеченных значком «Σ», $1 + \epsilon_0$ принимало различные значения от $a'_{\min} = (1 - \mu^{2/5})(1 - e_1^0)/(1 + e_2^0)$ до $a'_{\max} = (1 + \mu^{2/5})(1 + e_1^0)/(1 - e_2^0)$, при которых были возможны сближения тел до r_{sa} . Через a_1^0 , a_2^0 , e_1^0 и e_2^0 обозначены значения больших полуосей и эксцентриситетов тел до их сближения до r_{sa} , $\mu = \max\{\mu_1, \mu_2\}$, μ_1 и μ_2 — отношения масс тел к массе Солнца. В одних вариантах «Σ» значения ϵ_0 выбирались по формуле

$$1 + \epsilon_0 = a'_{\min} + (a'_{\max} - a'_{\min})\eta,$$

а в других вариантах «Σ»

$$1 + \epsilon_0 = \sqrt{(a'_{\min})^2 + [(a'_{\max})^2 - (a'_{\min})^2]\eta},$$

где η — псевдослучайная величина, равномерно распределенная на отрезке $[0, 1]$. При использовании обеих формул результаты расчетов примерно одинаковые (Ипатов, 1985 а). Эксцентриситеты орбит и массы объектов считались одинаковыми для всех сближений в каждом из вариантов расчетов.

При некоторых малых значениях $e_0/h_1 \leq 8$ (где $e_0 = \max\{e_1^0, e_2^0\}$, $h_1 = (\mu_1/3)^{1/3}$, $\mu_1 \gg \mu_2$) значения $de_H = \partial e_2^k/h_1$ рассматривались Гринбергом и др. (1991) и Гринцейгом и Лиссауэром (1990) путем численного интегрирования уравнений движения. В зависимости от исходных ориентаций и больших полуосей орбит, они достигали 5 или были в несколько раз

Таблица 4.1

Средние изменения эксцентриситетов орбит двух объектов, полученные при моделировании их многократных сближений до расстояния, равного радиусу $r_{\text{до}}$ сферы действия, для $\mu_1 = \mu_2$ и $e_1^0 = e_2^0 = e_0$

№	μ_1	ϵ_0	e_0	e_0/h_1	de_0	de	de/h_1	$de/\mu_1^{1/4}$	$\bar{N}_e^*$
1	$3 \cdot 10^{-12}$	Σ	0,02	200	0,000050	0,000089	0,89	0,068	84
2	$3 \cdot 10^{-12}$	Σ	0,05	500	0,000022	0,000041	0,41	0,031	90
3	$3 \cdot 10^{-12}$	Σ	0,1	1000	0,000011	0,000025	0,25	0,019	91
4	$3 \cdot 10^{-12}$	Σ	0,2	2000	0,000005	0,000014	0,14	0,011	94
5	$3 \cdot 10^{-12}$	Σ	0,3	3000	0,000003	0,000010	0,1	0,007	95
6	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,02	43	0,00074	0,00086	1,9	0,21	79
7	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,05	108	0,00033	0,00048	1,0	0,12	120
8	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,1	215	0,00017	0,00029	0,62	0,070	121
9	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,2	431	0,000083	0,00017	0,37	0,041	126
10	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,3	647	0,000055	0,00012	0,26	0,029	128
11	10^{-9}	Σ	0,002	3	0,001	0,001	1,4	0,2	7
12	10^{-9}	Σ	0,01	14	0,002	0,002	2,9	0,4	42
13	10^{-9}	Σ	0,05	72	0,00087	0,00065	1,3	0,15	100
14	$3 \cdot 10^{-8}$	Σ	0,02	9	0,0059	0,0059	2,7	0,45	28
15	$3 \cdot 10^{-8}$	Σ	0,1	47	0,0024	0,0029	1,3	0,22	112
16	$3 \cdot 10^{-8}$	Σ	0,2	93	0,0013	0,0018	0,84	0,14	152
17	$3 \cdot 10^{-8}$	Σ	0,3	140	0,00087	0,0013	0,60	0,099	165
18	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,02	2	0,016	0,014	1,4	0,34	7
19	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,1	10	0,022	0,022	2,2	0,53	42
20	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,2	20	0,016	0,017	1,7	0,41	85
21	10^{-5}	Σ	0,05	3	0,029	0,031	1,9	0,52	14
22	10^{-5}	0,01	0,05	3	0,033	0,035	2,2	0,59	11
23	10^{-5}	0,05	0,05	3	0,031	0,033	2,1	0,55	14
24	10^{-5}	0,1	0,05	3	0,014	0,015	0,94	0,25	8
25	10^{-5}	Σ	0,15	10	0,031	0,031	2,1	0,55	46

Таблица 4.2

Средние изменения эксцентриситета орбиты второго объекта, полученные при моделировании многократных сближений двух объектов до $r_{\text{до}}$, для $\mu_1 \gg \mu_2$

№	μ_1	ϵ_0	e_1^0	e_2^0	e_2^0/h_1	de_0	de	de/h_1	$de/\mu_1^{1/4}$	$\bar{N}_e^*$
1	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,0	0,05	108	0,00017	0,00023	0,50	0,055	180
2	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,02	0,05	108	0,00016	0,00024	0,52	0,058	177
3	$3 \cdot 10^{-10}$	Σ	0,02	0,3	647	0,000032	0,000052	0,11	0,012	194
4	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,02	0,02	2	0,024	0,024	2,4	0,58	14
5	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,0	0,1	10	0,020	0,020	2,0	0,48	69
6	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,02	0,1	10	0,012	0,012	1,2	0,29	70
7	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,0	0,2	20	0,029	0,029	2,9	0,70	134
8	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,02	0,2	20	0,0083	0,0087	0,87	0,21	137
9	$3 \cdot 10^{-6}$	Σ	0,02	0,3	30	0,0067	0,0072	0,72	0,17	195
10	10^{-5}	Σ	0,0	0,05	3	0,017	0,018	1,2	0,32	21
11	10^{-5}	Σ	0,0	0,2	13	0,015	0,014	1,1	0,27	100
12	10^{-5}	0,01	0,0	0,2	13	0,003	0,003	0,2	0,053	500
13	10^{-5}	0,1	0,0	0,2	13	0,011	0,011	0,74	0,2	250
14	10^{-5}	0,2	0,0	0,2	13	0,025	0,025	1,7	0,44	62
15	$3 \cdot 10^{-5}$	Σ	0,02	0,05	2	0,031	0,031	1,4	0,42	16
16	$3 \cdot 10^{-5}$	Σ	0,02	0,2	9	0,024	0,024	1,1	0,32	72

меньше 1. Согласно Гринбергу и др. (1991), $de_H \approx 2$ при $e_0 = 0$ и $\mu_1 \gg \mu_2$ и $de_H \approx 0,4$ при $e_0/h_1 = 2$. Для $e_0/h_1 \leq 10$ в вариантах Σ полученные нами значения $de_r = de \cdot \mu_1 / ((\mu_1 + \mu_2)h_1)$ лежали в диапазоне от 0,7 до 1,4, т.е. были такого же порядка, как и при численном интегрировании. При эксцентричных орбитах эти значения de_r немного больше, чем в (Грин-

берг и др., 1991). Это связано с тем, что Гринберг и др. (1991) при определении de рассматривали все сближения, а не только сближения до r_{sa} , доля которых может быть мала.

В случае $e_0/h_1 > 20$ значения de_r меньше для больших значений e_0/h_1 , причем при $200 \leq e_0/h_1 \leq 3000$ получено $de \propto e_0^{-\lambda}$, где $\lambda \approx 0,7-0,85$. Для одинаковых значений e_0/h_1 (при $e_1^0/e_2^0 = \text{const}$) получены примерно одинаковые отношения $de/\mu_1^{1/4}$. В вариантах, отличающихся между собой только значениями отношения $e_1^0/e_2^0 < 1$, de может отличаться вдвое, а при варьировании e_0 значения de могут меняться в 10 раз (ср. 12-ю и 14-ю строки табл. 4.2).

Чем меньше минимальное расстояние между материальными точками (МТ), тем для $e_0/h_1 > 30$ больше средние изменения их эксцентриситетов при сближении. Поэтому значения de для МТ больше соответствующих значений de_* , полученных при $a_* = 1$.

В рассмотренных вариантах «Σ» в случае $e_1^0 = e_2^0 = e_0$ имеем $da/de \sim 1,5-2$ при $e_0/h_1 \geq 10$ и $da/de \sim 3-4$ при $e_0/h_1 \approx 3$ (Ипатов, 1981 в). При варьировании e_0 это отношение может меняться в несколько раз. Значения da максимальны, когда афелий одной орбиты близок к перигелию другой орбиты.

Аналитические оценки показывают (Ипатов, 1988 в), что $\bar{N}_e^* \propto \sqrt{a_*} \cdot e$ при $1 + 2\theta' \approx 2\theta'$ и $\bar{N}_e^* \propto a_*$ при $1 + 2\theta' \approx 1$, где $\theta' = 0,5(v_p/v_r)^2$, v_r — относительная скорость тел, сблизившихся на расстояние r_{sa} , $v_p = \sqrt{2f\mu M_\odot/\tau_\Sigma}$, f — гравитационная постоянная, $M_\odot$ — масса Солнца, τ_Σ — сумма радиусов тел. В случае $a_* \geq 1$ при численных расчетах получено, что при $e_0/h_1 < 20$ соотношение $\bar{N}_e^* \propto \sqrt{a_*}$ выполнялось с ошибкой менее 5%, а при $e_0/h_1 > 5000$ с точностью до 3% имеем $\bar{N}_e^* \propto a_*$. При $a_* \geq 1$ и $e_0/h_1 < 30$ ошибка при выполнении соотношения $\bar{N}_e^* \propto e$ не превышала 23%.

В табл. 4.3 представлены значения de , полученные при исследовании эволюции плоских колец, состоящих из ста одинаковых МТ, движущихся вокруг Солнца. В каждом из вариантов расчетов методом сфер действия моделировалось 10^5 сближений МТ до r_{sa} . Начальные эксцентриситеты e_0 орбит были одинаковыми, а направления на перигелии начальных орбит были псевдослучайными числами, равномерно распределенными от -180° до 180° . Начальные значения больших полуосей определялись по формуле $a_0^n = \sqrt{(a'_{\min})^2 + [(a'_{\max})^2 - (a'_{\min})^2]n/100}$, где $n = 1, \dots, 100$, $a'_{\min} = 1 - e_0$, $a'_{\max} = 1 + e_0$.

Таблица 4.3

Средние изменения de эксцентриситетов орбит объектов при их сближениях до r_{sa} , полученные при моделировании эволюции плоских дисков, состоящих из ста одинаковых материальных точек

e_0/μ_1	$3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6}$
0,01	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$8,4 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$		
0,02	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	0,007	0,03
0,05	$7,6 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-4}$	0,006	0,03
0,1	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	0,0048	0,026
0,2	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	0,0034	0,024
0,3	$8,3 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	0,0023	0,020

Результаты моделирования показывают, что при отношении массы одной из МТ к массе Солнца $\mu_1 \leq 3 \cdot 10^{-10}$ после 10^4 сближений средний эксцентриситет e_{av} отличался от e_0 не более, чем на 0,025 (Ипатов, 1985 а). Поэтому в большинстве вариантов табл. 4.3 $e_{av} \approx e_0$.

Значения de , представленные в табл. 4.3, при $e_0/h_1 > 40$ в 1,5–2,1 раза больше значений, приведенных в табл. 4.1. Это связано с тем, что в диске МТ вероятность сближений, при которых эксцентриситеты меняются больше, превышает вероятность сближений с малыми изменениями эксцентриситетов. Для одинаковых значений e_0 и μ_1 при эволюции дисков значения $\bar{N}_e^*$ были в два раза меньше, чем в сериях расчетов, представленных в табл. 4.1–4.2.

В случае $50 \leq e_0/h_1 \leq 1000$ одновременно выполнялось два соотношения: $de \propto \mu_1^{1/4}$ для одинаковых значений e_0/h_1 и $de \propto \mu_1^{1/2}$ для одинаковых значений e_0 . При меньших значениях e_0/h_1 зависимость de от μ_1 слабее. Например, для $\mu_1 = 3 \cdot 10^{-6}$ значения de при $e_0 = 0,3$ были всего в 1,5 раза меньше, чем при $e_0 = 0,02$ (см. последний столбец табл. 4.3).

При $e_0 \geq 0,1$ и $\mu_1 \leq 3 \cdot 10^{-12}$ (т.е. при $e_0/h_1 \geq 1000$) получено приближенное соотношение $de \propto \mu_1^\eta / e_0^\lambda$, причем $\eta \geq 0,5$ и $\lambda \geq 1$. При меньших значениях e_0/h_1 зависимость de от e_0 слабее. Результаты исследований зависимостей de и $\bar{N}_e^*$ от исходных данных использовались Ипатовым (1989 г) при оценках эволюции дисков, состоящих из большого числа тел.

В большинстве вариантов расчетов средние эксцентриситеты e_{av} материальных точек возрастают в ходе эволюции. В случае $e_{av}/h_1 \geq 10$ в среднем по нескольким вариантам расчетов получено $de_+ = 0,06$, причем из-за небольшой статистики значения de_+ отличались в несколько раз для различных вариантов (Ипатов, 1985 а).

При росте e_{av} от $2h_1$ до $10h_1$ получено $de_+ > 0,1$. При рассмотрении многократных сближений объектов (тел и МТ) значения de_+ меньше, чем при исследовании диска МТ. При $e_{av} \sim 0,3-0,4$ происходит интенсивный выброс объектов на гиперболические орбиты и значения $e_{av} > 0,4-0,5$, как правило, не достигаются (Ипатов, 1982 а).

Выводы по главе IV

Предложены новые (зависящие также от синодического периода обращения) формулы для вычисления характерного времени до сближения (до радиуса рассматриваемой сферы) двух тел, движущихся вокруг гравитирующего центра. Наряду со случаем фиксированного угла Δi между плоскостями орбит тел, впервые рассмотрен случай переменного Δi . Получено, что характерное время до столкновения тел в случае переменного Δi может быть в несколько раз меньше, чем для фиксированного Δi , равного среднему значению переменного Δi .

Проведено сравнение результатов исследования эволюции гелиоцентрических орбит двух гравитационно взаимодействующих объектов, полученных путем численного интегрирования, с аналогичными результатами, полученными с помощью метода сфер. На основе этого сравнения исследованы границы применимости метода сфер при использовании сфер действия и сфер большего радиуса. Получено, что при соответствующем выборе радиуса используемой сферы основные тенденции эволюции и пределы изменений элементов орбит двух гравитирующих объектов, движущихся вокруг Солнца по пересекающимся орбитам, примерно одинаковы для таких графиков. В случае, когда наибольший эксцентриситет гелиоцентрических орбит сближающихся объектов $e_m > 2\mu^{1/3}$, следует использовать сферы действия, а при меньших эксцентриситетах — сферы радиуса $r_s \approx 2,4R\mu^{1/3}$, где R — расстояние этих объектов от Солнца, $\mu = \mu_1 + \mu_2$ — отношение суммы масс объектов к массе Солнца.

Предложен новый алгоритм моделирования эволюции диска, состоящего из большого числа тел. Этот алгоритм позволяет исследовать не только начальную, но и конечную стадии аккумуляции планет из диска планетезималей.

На основе результатов расчетов получены формулы, характеризующие некоторые зависимости характерных изменений элементов орбит тел и их вероятности столкновений при сближении тел до радиуса сферы действия от масс и элементов орбит тел.

Глава V

Предельные модели эволюции диска тел, движущихся вокруг Солнца

Введение

Реальная эволюция астероидного и занептунного поясов, а также диска планетесималей зависят от многих факторов. Однако, исследуя некоторые сравнительно простые модели эволюции дисков тел, можно сделать ряд выводов об эволюции дисков, состоящих из большого числа различных тел, движущихся вокруг Солнца, и лучше понять процесс аккумуляции планет и эволюцию занептунного и астероидного поясов. В настоящей главе рассматриваются некоторые предельные модели миграции небесных тел (Ипатов, 1978 а, б, 1979 б, 1981 б–г, 1982 а–в, 1983, 1984 а, б, 1985, 1987 а, б, 1988 в, 1989 г).

Путем моделирования на ЭВМ исследовалась эволюция дисков из сотен гравитирующих тел, объединяющихся при столкновениях при любых скоростях встреч. Хотя при расчетах не рассматривались дробления тел, результаты расчетов показывают роль гравитационных взаимодействий тел, которые и использовались при оценках эволюции дисков, состоящих из большого числа различных тел. Оценки миграции тел в формирующейся Солнечной системе проводились, в основном, в рамках модели твердотельной аккумуляции планет земной группы и ядер планет-гигантов, разрабатываемой в Объединенном Институте Физики Земли РАН со времен О. Ю. Шмидта. В этом институте проводились аналитические исследования, а в основе проведенных нами исследований лежали результаты моделирования на ЭВМ. Результаты численных расчетов подтвердили и уточнили ряд полученных ранее аналитических результатов и позволили сделать новые оценки результатов гравитационных взаимодействий небесных объектов.

Первые результаты моделирования эволюции дисков тел методом сфер были опубликованы нами в 1978 г. (Ипатов, 1978 а, б), а краткие результаты исследований эволюции дисков тел, соответствующих зонам питания планет земной группы и планет-гигантов, в 1979 г. (Ипатов, 1979 б) для плоской модели и в 1981 г. (Ипатов, 1981 б) для пространственной модели. При этих расчетах считалось, что тела объединяются при любых скоростях встреч. Первые работы зарубежных авторов по моделированию эволюции дисков тел методом сфер появились в 1980 г. (Везерилл, 1980; Кокс и Левис, 1980). В этих работах рассматривались большие, чем Ипатовым, начальные эксцентриситеты орбит тел и рассматривалась только аккумуляция планет земной группы. Козлов и Энеев (1977) проводили расчеты для модели, при которой сближающиеся объекты (гигантские разреженные газопылевые сгущения) всегда объединялись. В рассматриваемой нами модели аккумуляции твердых тел большинство сближений тел до радиуса сферы действия заканчивались разлетами тел по новым орбитам. При выборе пар сближающихся тел в главе V использовался вероятностный алгоритм (см. приложение I). Результаты расчетов эволюции дисков, первоначально состоявших из сотен тел, использовались при оценках эволюции дисков, состоящих из большого числа объектов.

На основании результатов расчетов методом сфер эволюции дисков из сотен тел, а также многократных (сотни тысяч в каждом варианте расчетов) изолированных сближений двух тел и ряда аналитических формул, проводились оценки эволюции дисков, состоящих из большого числа примерно одинаковых тел. В частности, исследованы зависимости изменений de_{av} среднего эксцентриситета за интервал времени Δt и характерного времени T_p между столкновениями тел в диске от числа N и масс m тел, составляющих диск. Изучение модели эволюции диска из примерно одинаковых тел помогает лучше понять взаимодействия между собой тел близких масс в диске, состоящем из большого числа различных тел. Полученные в главе V результаты исследований эволюции дисков, состоящих из большого числа тел, используются в главах VI и VII при изучении миграционных процессов в формирующейся и современной Солнечной системе.

Модель выпадения малых тел на более крупное тело является одним из составляющих элементов эволюции диска планетезималей. Эта модель представляет также интерес при изучении выпадения планетезималей на почти сформировавшуюся планету. Формулы роста зародыша планеты получены при других условиях, чем остальными авторами (Сафронов, 1969; Сафронов и Витязев, 1983), а именно: когда его масса мало меняется за рассматриваемый интервал времени, а средние эксцентриситеты и наклонения могут не зависеть друг от друга и от массы зародыша.

На основе результатов моделирования методом сфер и ряда аналитических формул рассмотрены некоторые вопросы формирования осевых вращений планет. Исследовалась как твердотельная модель аккумуляции, так и модель объединения разреженных газопылевых сгущений в гигантскую протопланету с ее последующим сжатием.

§ 1. Результаты моделирования эволюции дисков, первоначально состоявших из сотен тел

Ипатовым (1978 а) представлены результаты расчетов эволюции плоских дисков из ста одинаковых материальных точек (МТ), движущихся по первоначально круговым орбитам. В ходе эволюции эти диски расширялись, средний эксцентриситет возрастал, а число МТ с малыми e было невелико.

Исследовалась также эволюция диска, масса которого в 10^5 раз превышала массу астероидного пояса, а распределение масс больших МТ было близко к распределению масс крупных астероидов главного пояса (Ипатов, 1978 а). Средний эксцентриситет e_{av} первоначально равнялся 0,15 и возрастал в ходе эволюции. При этом эксцентриситеты орбит крупнейших МТ уменьшались. Наряду с общим расширением диска, была получена концентрация массивных МТ по a . Как и в случае дисков равных масс, эксцентриситеты орбит внешнего края диска ($\sim 0,4-0,6$) значительно превышали e_{av} (0,15–0,2).

Проведенные оценки показывают, что для того, чтобы средний эксцентриситет орбит астероидов увеличился от нуля до 0,15 (современного среднего эксцентриситета) за время существования Солнечной системы, масса диска должна значительно превышать массу астероидного пояса (Ипатов, 1978 а). Это, как и большое ($34,8^\circ$) наклонение орбиты Паллады, одного из крупнейших астероидов, свидетельствуют в пользу формирования пояса астероидов под влиянием тел из зон планет-гигантов (Сафронов, 1969; Сафронов и Зиглина, 1991).

Некоторые из рассмотренных дисков тел, объединяющихся при столкновениях, соответствовали зонам питания планет земной группы (диски МВЗ), другие — зонам питания Урана и Нептуна (диски УН). Так как в действительности сталкивающиеся тела близких масс не объединяются, а дробятся, то такая модель не описывает полно процесс формирования планет, а использовалась только при оценках гравитационного влияния крупнейших планетезималей в реальном диске.

Большие полуоси исходных орбит тел дисков, эволюция которых моделировалась на ЭВМ, определялись по следующей формуле:

$$a_l^0 = \sqrt{a_{\min}^2 + [(a_{\max})^2 - (a_{\min})^2]l/N_0}, \quad (5.1)$$

где $l = 1, \dots, N_0$, N_0 — начальное число тел, $a_{\min} = 0,34$ и $a_{\max} = 1,2$ а.е. для дисков МВЗ и $a_{\min} = 12$ и $a_{\max} = 37$ а.е. для дисков УН. Начальные эксцентриситеты e_0 и массы m_0 были одинаковыми для всех тел. Начальная масса диска $M_E^0 = m_0 N_0$ равнялась $1,87m_\oplus$ ($m_\oplus$ — масса Земли) для дисков МВЗ и варьировалась от $32m_\oplus$ до $200m_\oplus$ для дисков УН. Результаты некоторых расчетов представлены на рис. 5.1–5.6.

Проводились расчеты эволюции дисков, соответствующих зонам питания отдельных планет (например, Земли). Показано, что из-за перемешивания тел в ходе эволюции результаты эволюции диска, состоящего из нескольких меньших дисков, отличаются от результатов изолированной эволюции составляющих его дисков. Например, число тел, образовавшихся в результате эволюции составного диска, может быть существенно меньше суммы числа тел, образовавшихся в результате изолированной эволюции всех составляющих дисков.

Хотя эволюция диска планетезималей носила пространственный характер (Сафронов и Витязев, 1983), наряду с пространственной рассматривалась также и плоская модель. Исследования плоской модели позволяют оценить минимальные изменения орбит реальных

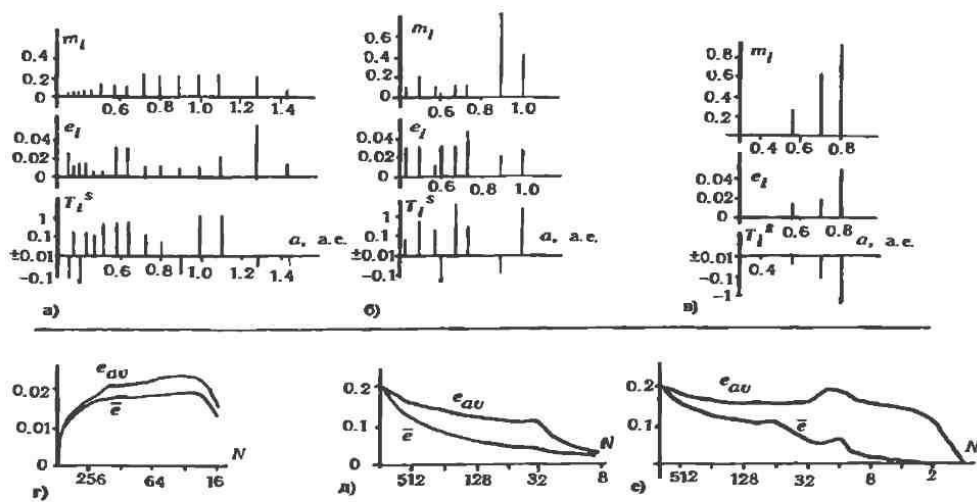


Рис. 5.1. Массы m_i (в $m_\oplus$), эксцентриситеты e_i и периоды T_i^2 осевых вращений (в сутках) тел-планет, образовавшихся в результате эволюции плоских дисков, соответствующих зонам питания планет земной группы. $e_{av} = \Sigma e_i / \Sigma m_i$, $\bar{e} = \Sigma (e_i m_i) / \Sigma m_i$, N — число тел в диске в текущий момент времени. Исходные данные: (а), (г) $N_0 = 500$, $e_0 = 0$, $a_{min}^0 = 0.36$, $a_{max}^0 = 1.2$ а.е., $M_\Sigma^0 = 1.87 m_\oplus$, $\rho = 5.6$ г/см³; (б), (д) $N_0 = 1000$, $e_0 = 0.2$, $a_{min}^0 = 0.36$, $a_{max}^0 = 1.2$ а.е., $M_\Sigma^0 = 1.87 m_\oplus$, $\rho = 2$ г/см³; (в) $N_0 = 250$, $e_0 = 0.35$, $a_{min}^0 = 0.36$, $a_{max}^0 = 1.2$ а.е., $M_\Sigma^0 = 1.87 m_\oplus$, $\rho = 2$ г/см³; (е) $N_0 = 750$, $e_0 = 0.2$, $a_{min}^0 = 0.8$, $a_{max}^0 = 1.2$ а.е., $M_\Sigma^0 = m_\oplus$, $\rho = 2$ г/см³.

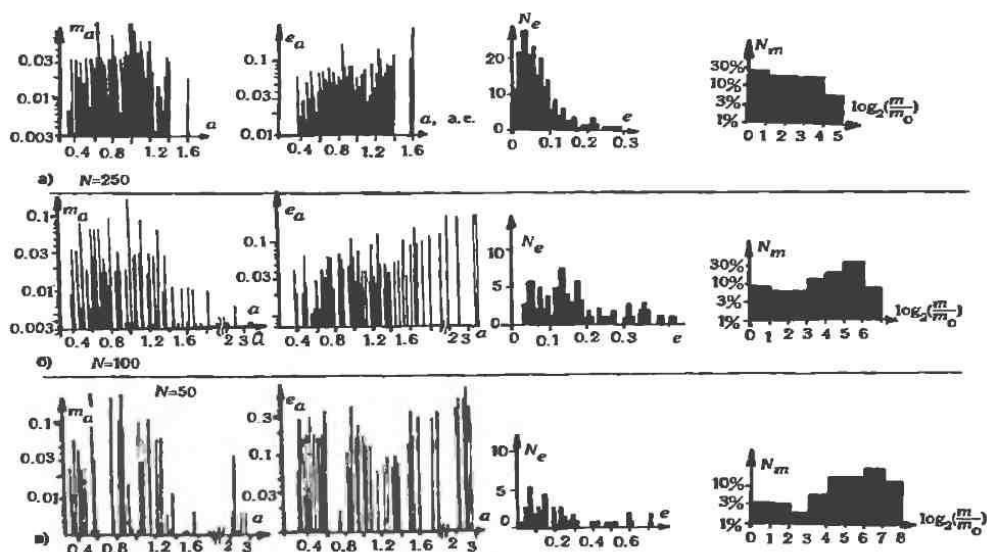


Рис. 5.2. Некоторые характеристики пространственного диска, первоначально состоявшего из $N_0 = 500$ гравитирующих тел, в то время, когда число N тел в нем равняется 250 (а), 100 (б) и 50 (в). Исходный диск соответствует зоне питания планет земной группы ($e_0 = 0.02$, $a_{min}^0 = 0.36$, $a_{max}^0 = 1.2$ а.е., $M_\Sigma^0 = 1.87 m_\oplus$, $m_0 = M_\Sigma^0 / N_0$, $\rho = 5.6$ г/см³). Обозначения: m_a и e_a — масса и эксцентриситет орбит тел, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0.02 а.е. (от a до $a + 0.02$), N_e — число тел, эксцентриситеты орбит которых находятся в заданном интервале (от e до $e + 0.01$), N_m — общая масса (в процентах от текущей массы диска M_Σ) тел, массы m которых находятся в интервале $k \leq \log_2 \left(\frac{m}{m_0} \right) < k + 1$, где k — целое число.

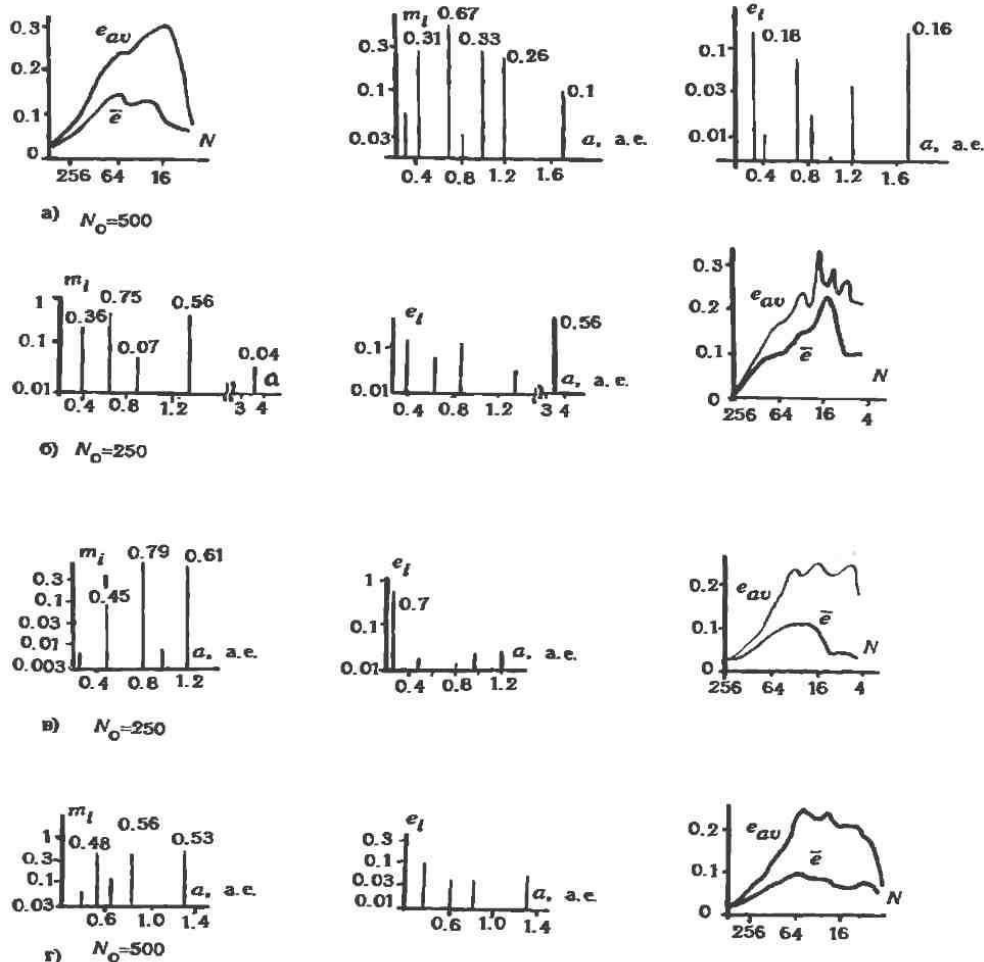


Рис. 5.3. Массы m_i (в $m_{\oplus}$) и эксцентриситеты e_i орбит тел-планет, образовавшихся в результате эволюции пространственного диска. Исходные данные такие же, как и для рис. 5.2. Начальное число тел $N_0 = 500$ ((а), (г)) и $N_0 = 250$ ((б), (е)), $e_{av} = \sum e_i / N$, $\bar{e} = \sum (e_i m_i) / \sum m_i$, N — число тел в диске в текущий момент времени

планетезималей. В случае почти круговых исходных орбит и плотности тел, близкой к плотности соответствующих современных планет, получены следующие значения максимального среднего эксцентриситета $\max\{e_{av}\}$ в ходе эволюции и отношения k_h массы тел, выброшенных на гиперболические орбиты, к массе тел, оставшихся на эллиптических орбитах:

Модель	Плоская		Пространственная	
Диск	МВЗ	УН	МВЗ	УН
$\max\{e_{av}\}$	0,02	0,3	0,3–0,4	0,4–0,5
$k_h = M_{гип}/M_{эл}$	0	0,1–0,2	$\leq 0,1$	10–30

В рамках плоской модели получено, что при $e_0 \leq 0,2$ число образовавшихся планет земной группы больше реального числа соответствующих планет (рис. 5.1 (а), (б)), а нужное число планет образовывалось только при начальных эксцентриситетах $\sim 0,3$ – $0,35$ (рис. 5.1 (в)).

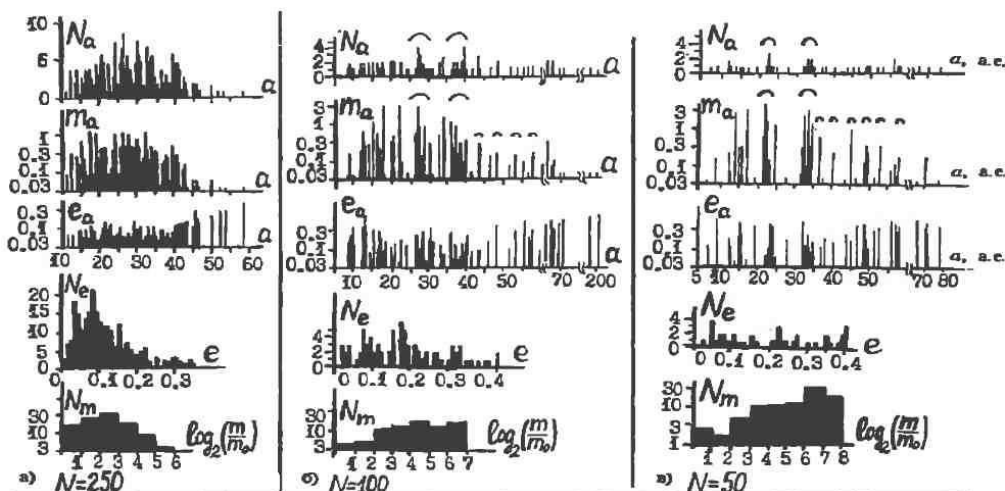


Рис. 5.4. Некоторые характеристики плоского диска, первоначально состоявшего из $N_0 = 750$ гравитирующих тел, в то время, когда число N тел в нем равняется 250 (а), 100 (б) и 50 (в). Исходный диск соответствует зоне питания Урана и Нептуна ($e_0 = 0,02$, $a_{\min}^0 = 12$, $a_{\max}^0 = 37$ а.е., $M_{\Sigma}^0 = 32m_{\oplus}$, $m_0 = M_{\Sigma}^0/N_0$, $\rho = 2 \text{ г/см}^3$). Величины N_a , m_a и e_a — число, масса и средний эксцентриситет орбит тел, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,5 а.е. Обозначения N_e и N_m такие же, как и для рис. 5.2

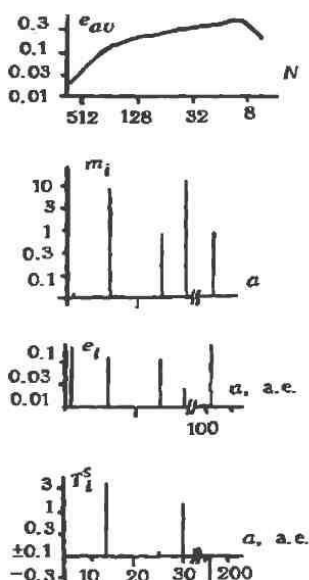


Рис. 5.5. Массы m_i (в $m_{\oplus}$), эксцентриситеты e_i орбит и периоды T_i^s осевых вращений (в сутках) тел-планет, образовавшихся в результате эволюции плоского диска. Исходные данные такие же, как и для рис. 5.4, $e_{av} = \Sigma e_i/N$, N — число тел в диске в текущий момент времени

Начальная масса твердого вещества в зоне питания планет-гигантов в случае очень малых наклонений орбит планетезималей была бы близка к массе твердого вещества в современных планетах. Результаты моделирования эволюции плоских дисков УН приведены на рис. 5.4–5.5.

В результате эволюции пространственных дисков МВЗ получается нужное число планет земной группы (рис. 5.2–5.3). Эксцентриситеты орбит небольших планет, образующихся по краям диска, так же как эксцентриситеты Меркурия и Марса, больше, чем эксцентриситеты планет, формирующихся в центре зоны планет земной группы (эксцентриситеты Венеры и Земли). При моделировании на ЭВМ эволюции пространственных дисков УН (рис. 5.6) получено, что масса тел, выброшенных в ходе эволюции на гиперболические орбиты, на порядок превышает массу тел, оставшихся на эллиптических орбитах, а суммарная механическая энергия этих оставшихся тел была близка к суммарной механической энергии всех начальных тел. Основной момент количества движения приходился на выброшенные тела. При моделировании эволюции дисков первоначально одинаковых тел, соответствовавших зонам питания Урана и Нептуна, Ип (1989) получил небольшие значения k_h , что, вероятно, связано с ограниченностью его алгоритма моделирования.

Времена T эволюции дисков (до последнего столкновения) могут меняться на порядок при варьировании псевдослучайных чисел, используемых при определении положений сближающихся тел на орбитах (см. § 1 главы IV). Поэтому, кроме значений T , рассматривались также значения $T^{(25)}$ — времени эволюции до того момента времени, когда в диске остается 25 тел (напомним, что в главе V приводятся только результаты, полученные при вероятностном выборе пар

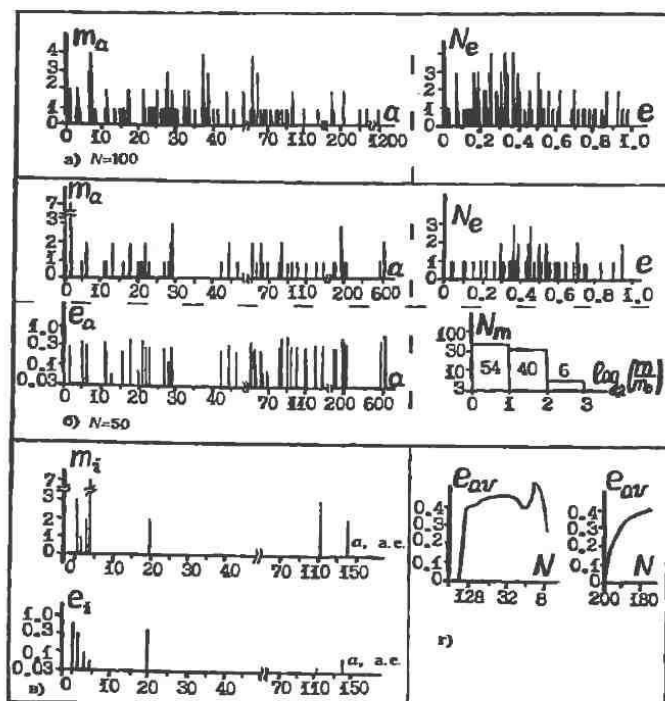


Рис. 5.6. Некоторые характеристики пространственного диска, первоначально состоявшего из $N_0 = 200$ одинаковых гравитирующих тел, в то время, когда число N тел в нем равняется 100 (а) и 50 (б); массы m_i (в $m_\oplus$) и эксцентриситеты e_i орбит тел-планет, образовавшихся в результате эволюции (в); зависимости среднего эксцентриситета e_{av} от N (г). Исходный диск соответствует зоне питания Урана и Нептуна ($e_0 = 0,02$, $a_{min}^0 = 12$, $a_{max}^0 = 37$ а.е., $M_\Sigma^0 = 200m_\oplus$, $m_0 = M_\Sigma^0/N_0$, $\rho = 2$ г/см³). N_a , m_a и e_a — число, масса (в $m_\oplus$) и средний эксцентриситет орбит тел, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,5 а.е., N_e — число тел, эксцентриситеты орбит которых находятся в заданном интервале (от e до $e + 0,01$), N_m — общая масса (в процентах от текущей массы диска M_Σ) тел, массы m которых находятся в интервале $k \leq \log_2 \left(\frac{m}{m_0} \right) < k + 1$, где k — целое число

сближающихся тел). Для пространственной модели (при среднем наклонении $i_{av} = e_{av}/\sqrt{2}$) в зоне Земли при массе M_Σ твердого вещества в зоне питания планеты, близкой к $m_\oplus$, $T^{(25)} \sim 10^7$ лет и $T \sim 5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$ лет, а в зоне Урана и Нептуна при $M_\Sigma = 200m_\oplus$ $T^{(25)} \sim 5 \cdot 10^7$ лет и $T \sim 3 \cdot 10^8 - 10^{11}$ лет. Отметим, что в последнем случае, даже при таком большом значении M_Σ , не происходит формирования Урана и Нептуна. Здесь, как и ниже, численные оценки приводятся для случая, когда плотность тел в зоне Земли $\sim 5,6$ г/см³, а в зоне Нептуна ~ 2 г/см³. Полученные результаты, как и данные работы Везерилла (1980), указывают на то, что время выпадения отдельных тел из зоны питания Земли могло достигать величины $5 \cdot 10^8$ лет.

При моделировании на ЭВМ эволюции пространственных дисков, первоначально состоявших из почти сформировавшихся планет и нескольких сотен тел в зоне Урана и Нептуна, Ипатов (1984, 1987 б) получил, что время выпадения большей части тел на эти планеты $T_{ун} \sim 10^9$ лет. Хотя эволюция диска планетезималей носила пространственный характер (Сафронов, 1969), для сравнения отметим, что в плоском случае $T_{ун} \sim 10^7$ лет.

В случае, когда начальная масса плоского диска примерно одинаковых тел близка к массе твердого вещества в соответствующей планете, для зоны Земли $T^{(25)} \sim 10^4$ лет и $T \sim 2 \cdot 10^4 - 10^5$ лет (при этом вместо одной Земли образуется несколько небольших планет), а для зоны Нептуна $T^{(25)} \sim 10^6$ лет и $T \sim 3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ лет.

§ 2. Эволюция диска, состоящего из большого числа тел

На основании результатов расчетов методом сфер эволюции дисков из сотен тел, а также многократных (сотни тысяч в каждом варианте расчетов) изолированных сближений двух тел и ряда аналитических формул проводились оценки эволюции дисков, состоящих из большого числа примерно одинаковых тел. Эти оценки помогают лучше понять взаимодействия между собой тел близких масс в диске тел различных масс и использовались при рассмотрении ряда моделей эволюции дисков, состоящих из большого числа различных тел. Другие авторы обычно проводили или чисто аналитические исследования процесса аккумуляции планет (Сафонов и Витязев, 1983) или численно моделировали начальные стадии эволюции диска, состоящего из большого числа объектов (Гринберг, 1984).

В настоящем параграфе, в основном, рассматривается вспомогательная модель, в которой массы m тел эволюционирующего диска все время примерно одинаковы между собой (в разные моменты времени они различные), а тела объединяются при столкновениях. В действительности такая модель не реализуется, но на ее основе можно исследовать более сложные модели, рассматривая примерно одинаковые тела диска как одну из групп тел, составляющих диск. Для модели эволюции диска из примерно одинаковых между собой тел через время T_p тела попарно объединяются и массы тел удваиваются. Из-за выброса некоторых тел на гиперболические орбиты число тел в диске за это время может уменьшиться более, чем в 2 раза.

1. Изменения среднего эксцентриситета

Рассмотрим эволюцию диска, состоящего из N одинаковых объектов, движущихся вокруг Солнца, для модели, в которой элементы орбит объектов меняются только при их сближениях до радиуса r_s рассматриваемой сферы. Изменение среднего эксцентриситета e_{av} орбит объектов за время Δt , когда происходит $N_{сбл}$ сближений до r_s , можно представить в виде:

$$de_{av} = \left(\sum_{k=1}^{k=N_{сбл}} (\delta e_1^k + \delta e_2^k) \right) / N = de \cdot de_+ \cdot N_{сбл} / N, \quad (5.2)$$

где δe_1^k и δe_2^k — изменения эксцентриситетов орбит двух сближающихся объектов при k -м сближении до r_s , $\delta e_1^k = (e_1^k)^+ - (e_1^k)^-$, $(e_1^k)^+$ — значение e_1^k после сближения, а $(e_1^k)^-$ — до сближения,

$$de_+ = \left(\sum_{k=1}^{k=N_{сбл}} (\delta e_1^k + \delta e_2^k) \right) / \left(\sum_{k=1}^{k=N_{сбл}} (|\delta e_1^k| + |\delta e_2^k|) \right),$$

$$de = \left(\sum_{k=1}^{k=N_{сбл}} (|\delta e_1^k| + |\delta e_2^k|) \right) / N_{сбл}.$$

Величина de означает среднее (по всем $N_{сбл}$ сближениям) значение суммы модулей изменений эксцентриситетов орбит двух сближающихся объектов, а величина de_+ характеризует монотонность роста e_{av} при сближениях объектов. Некоторые оценки величин de и de_+ приводятся в § 7 главы IV.

На основе результатов моделирования на ЭВМ эволюции ряда плоских дисков, состоявших из ста одинаковых объектов масс m_0 , получено, что (при $\zeta = 1$) характерное время между сближениями (до r_s) двух объектов равно

$$\bar{\tau} \approx k_T \cdot (\bar{a}/a_\oplus)^{3/2} T_\oplus / r_s \approx 2\pi \cdot k_T \cdot (\bar{a}/a_\oplus)^{3/2} / r_s^* \sqrt{f \cdot M_\oplus}, \quad (5.3)$$

где $k_T \approx 3,5$, $a_\oplus$ — большая полуось орбиты Земли, а $T_\oplus$ — период ее обращения вокруг Солнца, $\bar{a}$ — характерное значение большой полуоси объекта, $r_s^* = r_s / \bar{a}$, $M_\oplus$ — масса Солнца, f — гравитационная постоянная. Начальные эксцентриситеты e_0 орбит объектов были одинаковы. При таком моделировании считалось, что отношение максимального к минимальному значений больших полуосей орбит объектов начального диска $a_{\max}/a_{\min} = 2$, $10^{-8} m_\oplus \leq m_0 \leq m_\oplus$, $0,01 \leq e_0 \leq 0,3$, и получено, что $\bar{\tau}$ практически не зависело от e_0 .

С помощью формулы (5.3) соотношение (5.2) можно преобразовать к виду: $de_{av} \approx de \cdot de_+ \cdot \bar{\kappa} N r_s^* \Delta t' / 7$, где $\Delta t' = \Delta t / t_0$; t_0 — время одного оборота объекта, находящегося в середине диска, вокруг гравитирующего центра; $\bar{\kappa} N$ — среднее число объектов, пересекающих

орбиту одного объекта. Характерное время между последовательными сближениями объектов в пространственном диске (при $i_{av} > \tau_s^*$) примерно в $k_i = 6,28 i_{av}/\tau_s^* \eta_i$ раз больше, чем в плоском диске, где i_{av} — среднее наклонение орбит в радианах, $\eta_i = 0,5 + \ln(2i_{av}/\tau_s^*)$, $\tau_s^* = \tau_s/R$, R — расстояние объектов от Солнца (см. § 2 главы IV). Поэтому для пространственной модели $de_{av} \approx de \cdot \bar{k} N(\tau_s^*)^2 \eta_i \Delta t / (40 i_{av})$. Отметим, что в пространственном случае de может быть в несколько раз (до 5) меньше, чем для плоской модели.

Приведенные выше оценки скорости изменений e_{av} получены для вероятностной модели, когда пара объектов, сближающихся до τ_s , выбиралась пропорционально вероятности p_{ij} их сближения. Реально сближается та пара объектов, для которых время $\tau_{ij} \propto 1/p_{ij}$ до сближения минимально. Время эволюции диска из сотен объектов во втором случае может быть на порядок меньше, чем для вероятностной модели.

Если значения e_{av} велики, то, как отмечалось в § 7 главы IV, $de \propto \mu_1^{1/2}/e_{av}^\lambda$, где $\lambda \geq 0,7$. В этом случае, учитывая, что $\bar{k} \propto e_{av}$, получаем $de_{av} \propto N \mu^{13/10} e_{av}^{1-\lambda} \approx N \mu^{4/3} e_{av}^{1-\lambda} \propto M_\Sigma \cdot \mu^{1/3} \cdot e_{av}^{1-\lambda}$, где M_Σ — суммарная масса N объектов. Из этих оценок, в частности, следует, что рост e_{av} одинаков для $N = 10$ и $\mu_1 = \mu$, и для $N = 10^3$ и $\mu_1 = \mu \cdot 10^{-3/2} \approx \mu/30$.

Путем моделирования на ЭВМ методом сфер действия эволюции дисков из сотен частиц (тел или материальных точек), а также многократных (до сотен тысяч в каждом варианте) изолированных сближений двух тел для различных исходных данных Ипатов (1985 а) получил значения de , de_+ , $\bar{N}_{сбл}$ и $de_{av}^{(p)} = de \cdot de_+ \cdot \bar{N}_{сбл}/2$, где $\bar{N}_{сбл}$ — среднее число сближений до τ_s , приходящихся на одно столкновение. Представим de_{av} в виде:

$$de_{av} = de \cdot de_+ \cdot N_{сбл}/N = 2N_{сбл} \cdot de_{av}^{(p)}/(\bar{N}_{сбл}N). \quad (5.4)$$

Пользуясь этими значениями, а также формулой (5.4), можно оценивать рост e_{av} при гравитационных взаимодействиях тел.

Для рассматриваемой ниже модели эволюции диска тел, объединяющихся при столкновениях, при совместном учете гравитационных взаимодействий и объединений тел для оценки изменений e_{av} использовалось следующее утверждение, полученное на основе анализа результатов моделирования на ЭВМ эволюции различных дисков первоначально одинаковых тел. Рост e_{av} с увеличением m/m_0 (m — характерная масса тел эволюционирующего диска, m_0 — масса одного из начальных тел) при эволюции диска тел меньших масс такой же, как и при эволюции диска тел больших масс, находящихся на других расстояниях от Солнца (при том же отношении a_{max}/a_{min} граничных начальных значений a), если в обоих случаях при одинаковых значениях e_{av} одинаковы значения $de_{av}^{(p)}$, полученные без учета уменьшения e_{av} при объединениях тел. При больших значениях $de_{av}^{(p)}$ рост e_{av} больше.

На основе этого утверждения, а также полученных ранее результатов моделирования на ЭВМ эволюции ряда дисков крупных ($\sim 10^{-3} m_\oplus - m_\oplus$) тел были проведены оценки эволюции дисков тел меньших масс ($m \leq 10^{-4} m_\oplus$). В частности, было показано, что в зоне Нептуна для пространственной безгазовой модели при $m_0 > 10^{-6} m_\oplus$ и $e_{av} \leq 0,1$ с увеличением (m/m_0) величина e_{av} растет быстрее, чем при эволюции плоских дисков, в которых $m_0 \sim m_\oplus$, и e_{av} достигает 0,1 за время, когда число тел в диске уменьшается не более, чем в 2 раза, (т.е. при $m \leq 2m_0$) и достигает 0,2 при $m \leq 8m_0$. Отметим, что в рассматриваемой модели почти каждое тело может сближаться с несколькими телами, так как это условие выполнялось при расчетах на ЭВМ. В случае $m \leq 10^{-4} m_\oplus$ и $e_{av} \geq 0,05$ возрастание de при увеличении m , в сочетании с относительно слабой зависимостью $N_{сбл}$ от m , приводит к тому, что значения $de_{av}^{(p)}$ возрастают с увеличением m , т.е. в этом случае при больших массах m тел с увеличением (m/m_0) величина e_{av} растет быстрее. В зоне Нептуна для пространственной модели и одинаковых значений e_{av} в случае $0,02 \leq e_{av} \leq 0,2$ при $m = 0,01 m_\oplus$ значения $de_{av}^{(p)}$ больше, чем при $m = 10^{-4} m_\oplus$ и $m_\oplus$ (случай $m \sim m_\oplus$ представлен на рис. 5.6).

Результаты моделирования на ЭВМ эволюции дисков из сотен тел показывают (Ипатов, 1984 а), что для безгазовой пространственной модели при массах начальных тел $m_0 \sim 0,01 m_\oplus - m_\oplus$ в зоне Нептуна отношение k'_n числа тел, выброшенных на гиперболические орбиты, к числу столкновений (объединений) порядка 10 ($\sim 5-30$). Моделирование на ЭВМ эволюции дисков тел меньших масс не проводилось. Учитывая, что в случае $e_{av} \geq 0,2$

для модели примерно одинаковых тел при $m \leq 10^{-4} m_{\oplus}$ значения $de_{av}^{(p)}$ по крайней мере на порядок меньше, чем при $m \sim 0,01 m_{\oplus} - m_{\oplus}$, получаем, что в случае $m \leq 10^{-4} m_{\oplus}$ выброс тел на гиперболические орбиты невелик. Это утверждение справедливо и для модели эволюции диска различных тел, если под m понимать массы наибольших тел диска. Из-за дифференциации тел по массам модель эволюции диска из примерно одинаковых тел, объединяющихся при столкновениях, в действительности не реализуется. Тем не менее интересно отметить, что в рамках этой модели выброс тел на гиперболические орбиты из зон планет-гигантов мог быть очень значительным. Например, полагая $k'_h = 10$, имеем, что при росте масс тел от $0,01 m_{\oplus}$ до $2^7 \cdot 0,01 m_{\oplus} = 1,24 m_{\oplus}$ суммарная масса тел диска, находящихся на эллиптических орбитах, уменьшилась в $(k'_h)^7 = 10^7$ раз.

Ипатов (1985 а, 1987 б) провел оценки изменений e_{av} для планетезималей, движущихся в газе. Взаимное гравитационное влияние тел при этих оценках учитывалось с помощью формулы (5.4) и значений de и de_+ , полученных при моделировании на ЭВМ эволюции дисков из сотен тел. Использовались также приведенные Хайяши и др. (1976 б) формулы изменения эксцентриситета орбиты тела при его движении в газе. Рассматривался пространственный ($i_{av} \approx e_{av}/\sqrt{2}$) диск, состоящий из N одинаковых тел, массы которых равны $m_0 = 10^{-6} m_{\oplus}$. В частности, получено, что в зоне Нептуна $e_{av} \leq 0,1$, если $M_{\Sigma} = N \cdot m_0 = 100 m_{\oplus}$ и плотность газа $\rho_g = 10^{-12}$ г/см³ или $M_{\Sigma} = 10 m_{\oplus}$ и $\rho_g = 10^{-13}$ г/см³. В зоне Юпитера $e_{av} \leq 0,1$, если $M_{\Sigma} = 100 m_{\oplus}$ и $\rho_g = 10^{-11}$ г/см³.

2. Изменение параметра Сафронова θ в ходе аккумуляции планет

Со значениями e_{av} тесно связаны значения параметра Сафронова θ , который, в частности, характеризует время аккумуляции планет (Сафронов и Витязев, 1983). Согласно Сафронову (1976, с. 141), средняя относительная скорость тел равна $v_r = \sqrt{f m / \Theta r}$, где f — гравитационная постоянная, m и r — масса и радиус наибольшего тела в рассматриваемой зоне.

Для системы одинаковых тел, по оценкам Гуревича и Лебединского (1950), величина $\theta \approx 2$, а по оценкам Сафронова (1976), « θ близко к единице и медленно уменьшается со временем по мере увеличения размеров тел». Для системы неодинаковых тел со степенным законом распределения масс $n(m) = cm^{-q}$ Сафронов получил $\theta \approx 3-5$. Средний эксцентриситет орбит тел в модели Сафронова определялся по формуле (Сафронов и Витязев, 1983, с. 65):

$$e_{av} = \sqrt{2} \cdot v_r / v_c = (8\pi \rho a / [36 M_{\odot}])^{1/2} r, \quad (5.5)$$

где ρ — плотность наибольшего тела, $M_{\odot}$ — масса Солнца, а v_c — скорость движения тела вокруг Солнца. В (Сафронов и Витязев, 1983, с. 63) параметр θ в зоне планет земной группы считался равным 10–15 на промежуточной стадии эволюции, а когда масса всех зародышей достигала десятой доли общей массы тел, θ уменьшалось и приближалось к единице. При исследовании начальных стадий эволюции диска планетезималей в присутствии газа Накагава и др. (1983) получили, что θ близко к 1.

Обозначим $\xi = v_r / v_c$. Согласно (5.5), $\xi \approx e_{av} / \sqrt{2}$. Учитывая (5.5), получаем

$$\theta = (4\pi/3)^{1/3} \rho^{1/3} m^{2/3} a / (\xi^2 M_{\odot}) = 2ma / (e_{av}^2 M_{\odot} r). \quad (5.6 а)$$

Соотношение (5.6а) можно преобразовать к виду

$$\theta = 0,07 (\rho / \rho_{\oplus})^{1/3} (m / m_{\oplus})^{2/3} (a / a_{\oplus}) / \xi^2 \quad (5.6 б)$$

(значком $\oplus$ помечены современные значения плотности, массы и большой полуоси орбиты Земли). Из этих формул видно, что при прочих равных условиях (для одинаковых значений ξ , a и ρ) значения θ быстро возрастают с увеличением m .

На основании значений $\bar{N}_{coll}$ среднего числа сближений, приходящихся на одно столкновение, полученных при моделировании на ЭВМ эволюции плоских дисков, состоящих из сотен тел, (см. § 1) имеем $k_{\xi} = \xi / e_{av} \approx 1$.

Рассмотрим эволюцию орбит твердых тел в зоне Нептуна для пространственной безгазовой модели примерно одинаковых тел при $m_0 \sim 10^{-6} m_{\oplus}$. В этом случае Ипатов (1985 а) получил, что e_{av} достигнет значений, превышающих 0,1, при $m \leq 2m_0$. При росте e_{av} от 0,02

до 0,1 значения $\xi \approx e_{av}/\sqrt{2}$ возрастают, а θ убывает. Например, $\theta = 0,7$ при $e_{av} = 0,02$ и $\theta < 0,1$ при $e_{av} = 0,1$. При дальнейшей эволюции диска θ может возрастать, но так как $e_{av} \geq 0,2$ при $m \geq 8m_0$ (Ипатов, 1985а), то при $10^{-5}m_\oplus \leq 8m_0 \leq m < 10^{-3}m_\oplus$ параметр θ остается меньшим единицы. Этот пример показывает, что оценки $\theta \sim 1-2$, полученные Сафроновым (1976), Гуревичем и Лебединским (1950) для модели из примерно одинаковых тел в общем случае несправедливы. Значения θ существенно зависят от масс, больших полуосей и эксцентриситетов орбит тел и меняются в ходе эволюции.

Из работ Ипатова (1982а, б) следует, что e_{av} , достигнув 0,3–0,4 в зоне Нептуна и 0,2–0,3 в зоне Земли, перестает расти. При этом в зоне Нептуна происходит выброс тел на гиперболические орбиты. Как видно из формулы (5.6), при одинаковых значениях a , ρ и ξ (или e_{av}) значения $\theta \propto m^{2/3}$. Убывание e_{av} в конце эволюции приводит только к более быстрому росту θ . Таким образом, после того, как e_{av} перестает расти, значения θ увеличиваются в ходе эволюции.

Для почти сформировавшегося Нептуна θ превышало 100 (при $e_{av} \approx 0,3$ и $\xi = 0,2$ имеем $\theta \approx 235$), а для Земли $\theta = 7$ при $\xi = 0,1$ ($e_{av} \approx 0,14$) и $\theta \approx 2$ при $\xi = 0,2$ ($e_{av} \approx 0,3$).

3. Время эволюции диска, состоящего из примерно одинаковых тел

Число столкновений, происходящих за время Δt в диске, состоящем из N одинаковых тел, можно представить в виде $N_{ст} = (N/2) \cdot (\Delta t/T_p)$, где T_p — характерное время до столкновения двух тел. Если $\Delta i > r_s^*$, то среднее число $\bar{N}_{сбл}$ сближений до r_s , приходящихся на одно столкновение, равно $(\bar{N}_{сбл(пл)}^*)^2$, где $\bar{N}_{сбл(пл)}^*$ — значение $\bar{N}_{сбл}$ для плоской модели при тех же эксцентриситетах орбит, что и в пространственном случае, Δi — угол между орбитами сближающихся тел, $r_s^* = r_s/R$. При $i_{av} = e_{av}/\sqrt{2}$ (Накагава и др., 1983) значения ξ для одинаковых значений e_{av} примерно в $\sqrt{3}/2 \approx 1,2$ раза больше, чем при $i = 0$, а при $i_{av} \approx (0,4-0,5)e_{av}$ (Кокубо и Ида, 1995) эта разница еще меньше.

В ходе эволюции диска планетезималей θ изменяется. Например, в зоне планет-гигантов в конце эволюции $\theta \gg 1$, а в начале эволюции для безгазовой модели диска примерно одинаковых тел $\theta < 1$ (Ипатов, 1985а). Представим радиус используемой сферы в виде: $r_s = R(m/M_\odot)^\alpha (1 + \psi)^{\alpha/2}$. При использовании сфер действия $\alpha = 0,4$. Кокс и Левис (1980) брали $\psi = m_2/m_1$, где m_1 и m_2 — массы сближающихся тел ($m_2 \leq m_1 = m$). Если $N \gg 1$, то, используя формулы (4.2), (4.5), (4.11) и (5.3), при взаимодействии между собой тел (плотности ρ) одной группы имеем:

а) при $1 + 2\theta' \approx 1$:

$$\begin{aligned}\bar{N}_{сбл(пл)} &\approx \bar{a} \rho^{1/3} \bar{m}^{(\alpha-1/3)} (\pi/6)^{1/3} (1 + \psi)^{\alpha/2} / (M_\odot)^\alpha, \\ T_{p пл} &\approx \bar{a}^{5/2} \rho^{1/3} k_T (\pi/6)^{1/3} T_\oplus / [\bar{m}^{1/3} N \bar{\kappa} (a_\oplus)^{3/2}] \propto \bar{m}^{2/3} / m_\Sigma, \\ T_{p пр} &\approx \bar{a}^{7/2} \rho^{2/3} \bar{i} k_T \pi (\pi/6)^{2/3} T_\oplus / [\bar{m}^{2/3} N \bar{\kappa} \eta_i (a_\oplus)^{3/2}] \propto \bar{m}^{1/3} / m_\Sigma;\end{aligned}\quad (5.7)$$

б) при $1 + 2\theta' \approx 2\theta'$ (при $\theta' \gg 1$):

$$\begin{aligned}\bar{N}_{сбл(пл)} &\approx \bar{a}^{1/2} \rho^{1/6} \bar{m}^{(\alpha-2/3)} \xi (M_\odot)^{(0,5-\alpha)} (1 + \psi)^{\alpha/2} (\pi/6)^{1/6} / 2 \propto \bar{a} \bar{e}, \\ T_{p пл} &\approx \bar{a}^2 \rho^{1/6} (\xi/\bar{\kappa}) k_T (\pi/6)^{1/6} (M_\odot)^{1/2} T_\oplus / [2 \bar{m}^{2/3} N (a_\oplus)^{3/2}] \propto \bar{m}^{1/3} / m_\Sigma, \\ T_{p пр} &\approx \bar{a}^{5/2} \rho^{1/3} \xi^2 \bar{i} k_T \pi (\pi/6)^{1/3} M_\odot T_\oplus / [4 \bar{m}^{4/3} N \bar{\kappa} \eta_i (a_\oplus)^{3/2}] \propto \bar{m}^{-1/3} / m_\Sigma,\end{aligned}\quad (5.8)$$

где $k_T \approx 3,5$, $M_\odot$ — масса Солнца, $T_\oplus$ — период обращения Земли вокруг Солнца, $\bar{a}$, $\bar{e}$, $\bar{i}$ и $\bar{m}$ — средние значения a , e , i и m ; ρ — плотность тел, $\theta' = 0,5(v_p/v_c)^2$, v_c — относительная скорость тел, сближающихся до r_s , $M_\Sigma = N \bar{m}$, $\eta_i = 0,5 + \ln(i_{max}/r_s^*)$ (подробнее см. § 2 главы IV), $\bar{\kappa} N$ — среднее число объектов, пересекающих орбиту одного объекта. В формулах (5.7)–(5.8) и ниже, как и в § 5 главы IV, средние значения a , e , i и m для рассматриваемой группы тел обозначены через $\bar{a}$, $\bar{e}$, $\bar{i}$ и $\bar{m}$. В настоящем параграфе все тела диска рассматриваются как одна группа тел, и $\bar{e} = e_{av}$ и $\bar{i} = i_{av}$. Буквами «пл» и «пр» помечены значения, соответственно, для плоской и пространственной моделей. Значения $T_{p пр}$ приведены для случая, когда наклонения орбит тел равномерно распределены от 0 до $i_{max}^* \approx 2\bar{i} > r_s^*$.

В случае сфер действия (при $\alpha = 0,4$) имеем:

$$T_p \approx 7a^{7/2} \rho^{2/3} \bar{\epsilon} T_{\oplus} / [\bar{m}^{2/3} \chi N \eta_{\oplus} a_{\oplus}^{3/2}] \propto \bar{m}^{1/3} M_{\Sigma} \quad \text{при } 1 + 2\theta' \approx 1,$$

$$T_p \approx 9a^{5/2} \rho^{1/3} \bar{\epsilon}^2 \bar{i} M_{\oplus} T_{\oplus} / [4\bar{m}^{4/3} \chi N \eta_{\oplus} a_{\oplus}^{3/2}] \propto \bar{m}^{-1/3} M_{\Sigma} \quad \text{при } 1 + 2\theta' \approx 2\theta'.$$

В диссертации Ипатова на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук (1982) на рис. 22 и в табл. В1 приведены значения T_p (обозначенные там, как $\varphi(T_{\Sigma})$), полученные при моделировании эволюции дисков, первоначально состоявших из сотен гравитирующих твердых тел, объединяющихся при столкновениях. В случае плоской модели и $M_{\Sigma} = 32m_{\oplus}$ для дисков УН получено, что $T_p \sim 10^5$ лет при $N \approx N_0$ (значения N_0 начального числа тел варьировались от 250 до 750), $T_p \sim 10^6$ лет при $N \approx 20$ и T_p могло достигать 10^7 лет при $N \approx 10$. Для пространственной модели значения T_p были примерно на два порядка больше, чем для плоской модели.

В настоящем разделе считается, что тела сталкиваются (объединяются или разрушаются), когда расстояние между центрами их масс становится равным сумме r_{Σ} их радиусов. При учете дополнительного захвата или разрушения части тел, попавших в зону Роша (Сафронов и Витязев, 1983; Накагава и др., 1983), следует иметь в виду, что время аккумуляции $T \propto (r_3)^{-1}$ при $\Delta i = 0$ и $T \propto (r_3)^{-2}$ при $\Delta i > r_3^*$, где r_3 — радиус захвата. Согласно Агарволу и Обербеку (1974) и Мизуно и Боссу (1985), этот дополнительный захват невелик.

Для ряда моделей эволюции дисков рассмотрены характерные времена эволюции дисков, состоящих из большого числа различных тел. При использовании вероятностного метода выбора пар сближающихся объектов полученные оценки времени аккумуляции основной массы планет близки к результатам Сафронова (1969), Витязева, Печерниковой и Сафронова (1978), Сафронова и Витязева (1983).

Как видно из формул (5.7) и (5.8), $T_{p \text{ пл}}$ возрастает с увеличением m . В конце эволюции $\theta > 1$ (Сафронов, 1969; Ипатов, 1985 а) и при $\chi \propto \epsilon$ значение $T_{p \text{ пл}}$ не зависит от ϵ и пропорционально $\bar{m}^{1/3}/M_{\Sigma}$. Поэтому основное время эволюции плоского диска приходится на конечные этапы эволюции. В зоне Земли для пространственной модели это утверждение также справедливо, так как в этом случае расчеты показали, что для больших m значение $T_{p \text{ пр}}$ больше. Для диска различных тел отсюда, в частности, следует, что в зоне Земли большинство начальных планетезималей прошло ударную эволюцию и не сохранилось до конечной стадии формирования этой планеты.

В случае, когда влияние гравитационных взаимодействий тел на изменения $\bar{\epsilon}$ и $\bar{i}$ больше, чем влияние газа, для пространственной модели в зоне планет-гигантов $\bar{\epsilon}$ и $\bar{i}$ могут довольно быстро достигать максимума, а, кроме начального этапа эволюции, $\theta > 1$ (Сафронов и Витязев, 1983; Ипатов, 1985 а). Поэтому (см. формулу (5.8)) в этом случае $T_{p \text{ пр}}$ может убывать в ходе эволюции. Например, если в зоне Нептуна масса диска $M_{\Sigma} = 100m_{\oplus}$, $\bar{\epsilon} = 0,2$, $\bar{i} \approx \bar{\epsilon}/\sqrt{2}$, $\rho = 2 \text{ г/см}^3$, то максимум $T_{p \text{ пр}} \approx 4 \cdot 10^9$ лет достигается при $\bar{m} \sim (10^{-4} - 10^{-2})m_{\oplus}$, а при $\bar{m} = m_{\oplus}$ и $\bar{m} = 10^{-6}m_{\oplus}$ значения $T_{p \text{ пр}}$ в 2–3 раза меньше этого максимума. При $\bar{\epsilon} = 0,4$ значение $T_{p \text{ пр}}$ примерно в 4 раза больше, чем при $\bar{\epsilon} = 0,2$. Поэтому при эволюции диска различных тел, объединяющихся при столкновениях, тела с массами $\sim (10^{-4} - 10^{-2})m_{\oplus}$ могли существовать на конечных стадиях аккумуляции Нептуна.

Используя формулы (4.10), (5.7) и (5.8), можно сравнивать скорости роста тел в зонах питания различных планет. Если отношение суммарных масс планетезималей в зонах Юпитера и Земли $M_{\Sigma}^R \geq 5^{1/2}$, а $\theta \gg 1$, то в случае пространственной безгазовой модели при одинаковых значениях m и $\bar{\epsilon}$ для зоны Юпитера значения $T_{p \text{ пр}}$ меньше, а следовательно, скорость роста тел больше, чем в зоне Земли. Так как при $\theta \gg 1$ величина $T_{p \text{ пр}} \propto \bar{m}^{-1/3}/M_{\Sigma}$, то в этом случае учет того, что в зоне Юпитера тела крупнее, чем в зоне Земли, только усиливает это утверждение. Если $1 + 2\theta \approx 1$, то при $M_{\Sigma}^R \leq 5^{1/2}$ для пространственной модели и при $M_{\Sigma}^R \leq 5^{1/2}$ для плоской модели значения T_p в зоне Юпитера (при тех же значениях $\bar{m}$ и $\bar{\epsilon}$) больше. Сопротивление газа уменьшает $\bar{\epsilon}$ и $\bar{i}$ (см. конец § 2.1). Поэтому, учитывая формулы (5.7) и (5.8), получаем, что (кроме плоского случая при $1 + 2\theta \approx 1$) сопротивление газа уменьшает T_p , а значит, и время эволюции. Газ из зоны Земли, вероятно, исчез раньше, чем из зоны Юпитера. Поэтому учет влияния газа только ускорит относительно быстрый

(по сравнению с зоной Земли) рост тел в зоне Юпитера. К этому приводит также учет того, что в зоне Юпитера θ могло быть больше, чем в зоне Земли. Полученные результаты указывают на то, что зародыш Юпитера массой $\sim (2-3)m_{\oplus}$ (способный аккрецировать газ) мог сформироваться раньше, чем закончилась аккумуляция Земли.

4. Времена эволюции дисков, состоящих из различных тел

Рассмотрим безгазовую модель эволюции диска, состоящего из крупных тел m и более мелких тел m' . Их суммарные массы обозначим соответственно через m_{Σ} и m'_{Σ} , а средние эксцентриситеты — через $\bar{e}(m)$ и $\bar{e}(m')$. Будем считать, что для каждого рассматриваемого момента времени массы тел m примерно одинаковы между собой. Пусть $T_{m,m'}$ — среднее время между столкновениями двух тел m и m' , а $k' = T_{m,m'}/T_{m,m}$. Тогда для модели, в которой тела объединяются при столкновениях, скорость роста тел m пропорциональна $[m_{\Sigma}2\bar{e}(m) + m'_{\Sigma}(\bar{e}(m) + \bar{e}(m'))/k']/T_{m,m}$. Если средние эксцентриситеты и наклонения орбит тел в сравниваемых вариантах примерно одинаковы для тел m и m' (это условие может выполняться при $m'_{\Sigma} < m_{\Sigma}$), а также для разных вариантов, то $k' > 1$, и время, за которое массы тел m увеличиваются в 2 раза, $T_* = T_{\varphi}(m_{\Sigma}, m)k'm_{\Sigma}/(k'm_{\Sigma} + m'_{\Sigma}) \approx T_{\varphi}(M_{\Sigma}, m)c_k$, где $c_k = k'/[1 + (k' - 1)m_{\Sigma}/M_{\Sigma}]$, $M_{\Sigma} = m_{\Sigma} + m'_{\Sigma}$, а $T_{\varphi}(m_{\Sigma}, m)$ — значение T_{φ} для случая, когда диск состоит из тел m , общая масса которых равна m_{Σ} . Для такой модели $k' \leq 2$ в плоском и $k' \leq 4$ в пространственном случае и при $M_{\Sigma} = \text{const}$ величина T_* такого же порядка, как и для модели диска, все время состоящей из примерно одинаковых тел.

Рассмотрим модель эволюции диска, состоящего из тел m и m' , в которой тела m , сталкиваясь между собой, превращаются в тела m' , а тела m' , сталкиваясь с телами m , всегда объединяются с ними. Тогда в предположении о том, что средние эксцентриситеты и наклонения орбит тел m и m' примерно одинаковы, и при отсутствии выброса тел на гиперболические орбиты можно показать, что диск эволюционирует к состоянию, при котором $m'_{\Sigma} = k'm_{\Sigma}$. Если это соотношение выполняется, то при одинаковых значениях M_{Σ} тела m растут в $M_{\Sigma}/m_{\Sigma} = k' + 1$ раз медленнее, чем в случае, когда диск состоит только из одинаковых тел m .

Приведенные выше результаты указывают на то, что при эволюции диска различных тел для модели, учитывающей дробления тел и сопротивление газа, времена роста крупнейших тел диска не превышают (во всяком случае более, чем в 5 раз) времена роста тел для модели примерно одинаковых тел, если массы дисков в обоих случаях одинаковы. Тела больших масс растут быстрее. Поэтому учет дифференциации тел по массам только усилит приведенное выше утверждение. Хотя при столкновениях с крупными телами зародыши планет могут разрушаться, расплавляться и частично испаряться, по мнению Кокса и Левиса (1980), значительная часть осколков под действием гравитации может вновь собраться в одно тело. Однако даже теряя часть массы при столкновениях с крупными телами, зародыши планет могли в целом расти за счет аккумуляции небольших тел.

§ 3. Характерные времена до выпадений малых тел на более крупное тело

Модель выпадения малых тел на более крупное тело является одним из составляющих элементов эволюции диска планетезималей. Эта модель представляет также интерес при изучении выпадения планетезималей на почти сформировавшуюся планету. Формулы роста зародыша планеты получены соискателем при других условиях, чем Сафроновым (1969), Витязевым и др. (1978) и Сафроновым и Витязевым (1983). В работах этих авторов приведены аналитические формулы времени роста планеты при вычерпывании ею тел из ее зоны питания. При этом толщина $H = 2R \sin i$ зоны и эксцентриситеты $\bar{e}$ орбит (одинаковые для всех тел) являются некоторыми функциями от массы планеты, которая сильно меняется в ходе эволюции. При получении этих формул считается, что θ не меняется со временем, а поверхностная плотность вещества около орбиты планеты такая же, как и во всей зоне питания (т. е. происходит непрерывное перемешивание тел в зоне). Ипатов (1988 в) рассматривал модель, когда масса M зародыша мало меняется за рассматриваемый интервал времени, а средние эксцентриситеты и наклонения тел могут не зависеть друг от друга и от M .

В § 6 главы IV рассматривалось взаимодействие тел двух групп. В случае, когда k -я группа состоит из одного крупного тела (планеты) массы M , а l -я группа — из N тел массы m , за время Δt на тело выпадает примерно $N\Delta t/T_{\varphi}^{(l,k)}$ тел. При $\bar{e} = \bar{e}^{(l)} \gg \bar{e}^{(k)}$ и $\bar{i} = \bar{i}^{(l)} \gg \bar{i}^{(k)}$ имеем (опуская верхние индексы (l, k) и учитывая обозначения приведенные в § 2.3):

$$T_{\varphi \text{ пл}} \propto M^{-1/3}/\bar{\kappa}, \quad T_{\varphi \text{ пр}} \propto \bar{i}M^{-2/3}/\bar{\kappa} \quad \text{при} \quad 1 + 2\theta' \approx 1, \quad (5.9)$$

$$T_{\varphi \text{ пл}} \propto \bar{e}M^{-2/3}/\bar{\kappa}, \quad T_{\varphi \text{ пл}} \propto \bar{i}\bar{e}M^{-4/3}/\bar{\kappa} \quad \text{при} \quad 1 + 2\theta' \approx 2\theta'. \quad (5.10)$$

Надчеркивание означает, что рассматриваются средние значения величин для тел, входящих в группу. Из формул (5.9) и (5.10), в частности, видно, что при прочих равных условиях более крупные тела растут быстрее. Если число тел m , которые могут сближаться с телом M , пропорционально $\bar{e}$, то в формулах (5.9) и (5.10) $\bar{\kappa} \propto \bar{e}$. В случае, когда все тела m могут сближаться с телом M (при $N_e^{(l,k)} = 1$), среднее время до выпадения тела m на тело M равно $\bar{T} = T_{\varphi} \bar{N}_{\text{сбл}}$. Если синодический период обращения для планеты и каждого из тел равен T_s , радиус планеты равен r , наклонения орбит тел m к плоскости орбиты тела M одинаковы и равны Δi , то, учитывая результаты главы IV, для эксцентричных орбит тел m получаем, что в плоском случае

$$\bar{T}_{\text{пл}} \approx 2\pi \bar{N}_{\text{сбл(пл)}} \zeta k_P T_s / (k_P r_s^*) \approx 2\pi \zeta k_P T_s R / (\tau k_P \sqrt{1 + 2\theta'}), \quad (5.11)$$

а при $\Delta i > r_s^*$

$$\bar{T}_{\text{пр}} \approx 2\pi^2 \bar{N}_{\text{сбл(пр)}} \zeta k_P T_s \Delta i / [k_P (r_s^*)^2] \approx 2\pi^2 \zeta k_P T_s \Delta i (R/\tau)^2 / [k_P (1 + 2\theta')]. \quad (5.12)$$

Напомним, что $k_P = \Delta\varphi/\tau_s^*$, $\tau_s^* = R/r_s$, R — расстояние от Солнца, $\Delta\varphi$ — характерная сумма углов (в радианах) с вершиной в Солнце между орбитой планеты и проекцией орбиты тела на плоскость орбиты планеты, внутри которых расстояние между орбитами меньше r_s . При $1 + 2\theta \approx 2\theta \approx 2\theta'$ имеем $\bar{T}_{\text{пр}} \approx 5e^2 R M_{\odot} \zeta k_P T_s \Delta i / (k_P \tau M)$. Приведенные выше формулы (5.9)–(5.12) получены для случая, когда M мало меняется за исследуемый интервал времени, а $\bar{e}$ и $\bar{i}$ (или Δi) могут не зависеть друг от друга и от M .

Рассмотрим выпадение малых тел m_0 на крупное тело-планету массы M ($M \gg m_0$) и радиуса r в случае, когда зона питания тела M имеет вид тора, образованного вращением вокруг оси Oz части кругового кольца, ограниченного двумя дугами окружности радиусов $R_1 = R(1 - \delta_1)$ и $R_2 = R(1 + \delta_2)$ и двумя отрезками лучей с вершиной в Солнце. Угол между этими лучами примем равным $2i$ и будем считать, что биссектрисой этого угла является ось Oz , перпендикулярная Oz . Объем этой зоны $V_T \approx 4\pi[(R_2)^3 - (R_1)^3] \sin i/3$. Суммарную массу тел m_0 , находящихся в таком торе, обозначим через m_{Σ}^0 . Будем считать, что отношение λ массы тел, выброшенных на гиперболические орбиты или выпавших на другие зародыши планет, к массе m_{Σ}^0 тел, выпавших на тело M , постоянно в ходе эволюции. Положим, что около орбиты тела M пространственная плотность тел роя $\rho_0 = \kappa' \rho_{\text{ср}}$, где $\rho_{\text{ср}} = [m_{\Sigma}^0 - m_{\Sigma}^0(1 + \lambda)]/V_T$, а $\kappa' = \text{const}$. Тогда, используя известное (Витязев и др., 1978) соотношение $dM/dt = \pi(r_e)^2 \rho_0 v_r^M$, для $i > r_e/R$ (где r_e — эффективный радиус тела M) и почти постоянных в ходе эволюции значений M , $\sin i$ и относительной скорости v_r^M (а, следовательно, и $\bar{e}$ и $\xi = v_r/v_e$), получаем, что время, за которое на тело M выпадают тела m_0 общей массой $k_s m_{\Sigma}^0/(1 + \lambda)$,

$$T(k_s) \approx -2P(\delta_1 + \delta_2) \sin i (R/\tau)^2 \ln |1 - (1 + \lambda)k_s| / (\pi(1 + 2\theta')\xi\kappa'),$$

где P — период обращения тела M вокруг Солнца.

Формулы, приведенные в этом параграфе, можно использовать для определения суммарной массы тел m , выпадающих за время Δt на тело M (не обязательно являющееся зародышем планеты), а также для определения времени существования тел в окрестности почти сформировавшейся планеты. При выпадении тел на планету $\theta' \approx \theta = (4\pi/3)^{1/3} \rho^{1/3} M^{2/3} R / (\xi^2 M_{\odot})$ (см. формулу (5.6а)), а $\delta_1 \approx \delta_2 \approx \bar{e}$, где ρ — плотность планеты, а — большая полуось ее орбиты. Полагая $\bar{e} = \xi\sqrt{2}$ (см. § 2.2) и $\kappa' = 1$, получаем

$$T(k_s) \approx -1,8P \sin i (R/\tau)^2 \ln |1 - (1 + \lambda)k_s| / (1 + 2\theta').$$

В частности, при $1 + 2\bar{e}' \approx 2\bar{e}'$ имеем

$$T(k_s) \approx -0,45\bar{e}^2 (M_0/M) P \sin i (R/r) \ln |1 - (1 + \lambda)k_s|.$$

Если $\lambda = 0$ и $k_s = 0,97$, то для Земли $T(k_s) \approx 3 \cdot 10^9 \sin i / (1 + 2\theta)$ лет, а для Нептуна $T(k_s) \approx 3 \cdot 10^{13} \sin i / (1 + 2\theta)$ лет. В частности, в этом случае при $\bar{e} = 0,2$ в зоне Земли $T(k_s) \approx 5 \cdot 10^8 \sin i$ лет, а при $\bar{e} = 0,4$ в зоне Нептуна $T(k_s) \approx 2 \cdot 10^{11} \sin i$ лет. Если $T_s = 5P$ и $\zeta_{\mathcal{P}} = 1$, то для этих планет и значений $\bar{e}$ имеем $\bar{T}_{\text{пр}} = 4 \cdot 10^8 \Delta i$ (при $k_{\mathcal{P}} = 20$) и $\bar{T}_{\text{пр}} = 2 \cdot 10^{11} \Delta i$ (при $k_{\mathcal{P}} = 10$), соответственно. Приведенные выше оценки указывают на то, что в зоне Нептуна до сих пор могут существовать отдельные планетезимали, движущиеся по наклонным и эксцентричным орбитам. Однако из-за суммарного гравитационного влияния планет большинство тел покидает зону Нептуна. Большой эффективности захвата планетезималей (меньшим значениям $\bar{T}$ и $T(k_s)$) могли способствовать протяженные газовые оболочки, имевшиеся ранее у планет-гигантов (Фернандез и Ип, 1984).

§ 4. Формирование осевых вращений планет

1. Обзор результатов, полученных другими авторами

Осевые вращения большинства планет Солнечной системы (за исключением Венеры и Урана) являются прямыми, т.е. совпадают с направлением их орбитального движения, причем большинство больших и малых планет Солнечной системы (кроме планет, осевое вращение которых, по-видимому, эволюционировало под влиянием приливных сил) обладают изохронизмом осевых вращений. Проблема формирования осевых вращений планет рассматривалась Артемьевым (1963, 1969 а, б), Артемьевым и Радзиевским (1965), Белецким (1978), Белецким и Грушевским (1991), Витязевым и Печерниковой (1981), Витязевым и др. (1990), Гайли (1968 а, б), Гринбергом и др. (1997), Идой и Наказавой (1990), Ипатовым (1981 в, г, 1984 б), Лиссауэром и Кари (1991), Лиссауэром и Сафроновым (1991), Лиссауэром и др. (1997), Киладзе (1965, 1977, 1986), Кари и Лиссауэром (1992), Козловым и Энеевым (1977, 1978), Сафроновым (1962, 1969), Таникавой и др. (1991), Харисом (1977, 1979), Энеевым и Козловым (1979, 1981 а, б) и другими авторами.

Многие авторы считают, что большинство планет приобрело современные осевые вращения в процессе формирования планет из протопланетного околосолнечного облака. В рамках твердотельной аккумуляции планет осевой момент вращения планеты обычно рассматривается (Витязев и Печерникова, 1981) как сумма регулярной (обусловленной выпадением малых тел) и случайной составляющей. Артемьев (1969 а, б), Артемьев и Радзиевский (1965), Гайли (1968 а, б), Киладзе (1986), Харис (1977) определяли только регулярную составляющую осевого момента. Орбита планеты считалась круговой. Артемьев и Радзиевский (1965) и Киладзе (1986) рассматривали случай круговых или почти круговых орбит частиц, выпадающих на планету. При исследовании эллиптических орбит частиц, выпадающих на планету, Гайли (1968 а, б) рассматривал орбиты, при которых радиальная составляющая скорости столкновения равна нулю, а Харис (1977) изучал почти касательные орбиты (т.е. орбиты, при которых столкновения частиц с планетой возможны только вблизи перигелия или афелия орбиты частицы). Артемьев (1969 а, б) считал, что $p = r_0$ (где r_0 — радиус круговой орбиты планеты, $p = a(1 - e^2)$ — фокальный параметр орбиты частицы). При учете гравитационных взаимодействий методом сфер Киладзе (1986) считал вектор скорости частиц на границе сферы непрерывно меняющимся. Витязев и Печерникова (1981) учитывали ненулевой эксцентриситет орбиты планеты и полагали, что регулярная составляющая момента приносится лишь телами с почти касательных орбит. Лиссауэр и Кари (1991) и Кари и Лиссауэр (1992) путем многократного интегрирования задачи трех тел для ряда исходных эксцентриситетов e частиц (и круговой орбиты планеты) получили зависимости удельного осевого момента от разности начальных значений больших полуосей орбит. Получено, что для почти круговых орбит планета приобретает обратное осевое вращение, при $e_H = e (\mu_p/3)^{-1/3} \approx 1,2$ (где μ_p — отношение массы планеты к массе Солнца) удельный осевой момент максимален, а при больших e близок к нулю. Ида и Наказава (1990) получили аналогичные результаты, интегрируя уравнения Хилла. Витязев и Печерникова (1981), Лиссауэр и Сафронов (1991), Печерникова (1994), Сафронов (1969) оценивали массы наибольших тел, выпавших на планеты и сообщавших

им современные угловые моменты. Получено, что для некоторых планет массы таких тел могли достигать 5% от массы планеты. По данным Магнусона (1990), наблюдается небольшое преобладание положительных осевых вращений крупных астероидов.

В космогонической модели Козлова и Энеева (1977, 1978) и Энеева и Козлова (1979, 1981 а, б) считается, что объединялись не твердые тела, а разреженные газопылевые сгущения вещества. В этой модели современные наклонения орбит планет объясняются приливной эволюцией разреженных протопланет (Белецкий, 1978; Белецкий и Грушевский, 1991; Козлов и Энеев, 1977).

2. Осевые моменты аккумулирующихся тел

При моделировании методом сфер (в основном сфер действия) эволюции плоских дисков из сотен твердых тел, движущихся вокруг Солнца и объединяющихся при столкновениях, Ипатов (1978 б, 1981 б, 1982 в, 1983, 1987 а, б) впервые исследовал периоды осевых вращений образовавшихся тел. Для некоторых вариантов расчетов эти периоды представлены на рис. 5.1 и 5.5. Анализ полученных результатов показал, что в результате эволюции дисков часть образовавшихся тел обычно приобретала положительные, а часть тел — отрицательные осевые вращения. Причем, если эксцентриситеты орбит (точнее значения $e \cdot \mu^{-1/3}$, где e — наибольший эксцентриситет гелиоцентрических орбит двух объединяющихся тел, μ — масса большего из этих тел в массах Солнца) в ходе эволюции были относительно невелики, то среди образовавшихся тел преобладали тела с положительными осевыми вращениями. Если же эволюция шла при больших эксцентриситетах орбит, то доли образовавшихся тел с положительными и отрицательными осевыми вращениями были примерно одинаковы. Малое число начальных тел ($N \leq 1000$) в рассмотренных вариантах расчетов, а, следовательно, и небольшие отношения масс сталкивающихся тел, возможно, являются причиной того, что периоды осевых вращений образовавшихся тел в рассмотренных вариантах были в основном несколько меньше периодов осевых вращений современных планет.

Путем моделирования многократных (сотни тысяч в каждом варианте) изолированных сближений (до радиуса r_s рассматриваемой сферы) двух тел, движущихся вокруг Солнца в одной плоскости, проведены расчеты $\Delta K = K^+ - K^-$ (где K^+ и K^- — доли положительных и отрицательных моментов количества движения сталкивающихся тел относительно их общих центров масс среди суммы модулей моментов обоих знаков) при различных исходных данных (массах $m_1 = \mu_1 M_\odot$ и $m_2 = \mu_2 M_\odot$, плотностях ρ , эксцентриситетах e_1 и e_2 и больших полуосях a_1 и a_2 орбит). Взаимное гравитационное влияние тел учитывалось методом сфер. На рис. 5.7 представлены графики зависимостей K^+ от $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$ (где k_p — отношение плотности тел к плотности Земли) для некоторых вариантов расчетов методом сфер действия. Ипатов (1981 в) использовал также сферы большего радиуса. В каждом из вариантов расчетов эксцентриситеты и массы тел, а также направление на перицентр орбиты первого тела были фиксированы. Направление на перицентр орбиты второго тела менялось от 0 до 2π радиан. В вариантах расчетов, обозначенных буквой «Σ», отношение a_2/a_1 больших полуосей принимало различные значения, при которых возможно сближение тел до r_s . Результаты таких расчетов (Ипатов, 1981 в) позволили оценить средние значения ΔK при различных эксцентриситетах орбит и плотностях тел и планет. В отличие от работ Артемьева (1963, 1969 а, б), Артемьева и Радзиевского (1965), Гайли (1968 а, б), Киладзе (1986) и Хариса (1977), учитывавших только какой-либо определенный класс орбит, Ипатовым (1981 в, г) рассматривался широкий класс орбит сближающихся тел. Исследования методом сфер проводились не аналитически, как Артемьевым (1969 а, б) и Киладзе (1986), а путем моделирования на ЭВМ многократных изолированных сближений двух тел.

Если большая полуось орбиты первого тела равна a_1 , а отношение плотности тел к плотности Земли равно k_p , то условие столкновения $r_{\min} \leq r_p$ (где $r_{\min}$ — минимальное расстояние между частицами — материальными точками при движении внутри сферы, r_p — сумма радиусов соответствующих тел плотности ρ) можно переписать в виде $r_{\min}^* \leq c \cdot (a_1)^{-1} \cdot (k_p)^{-1/3}$, где c — некоторая постоянная, $r_{\min}^*$ — значение $r_{\min}$ при $k_p = 1$ и $a_1 = 1$ а.е. Поэтому для различных значений k_p и a_1 , удовлетворяющих условию $a_1 \cdot (k_p)^{1/3} = \text{const}$, значения ΔK одинаковы. В используемом алгоритме значения ΔK определялись для 50 различных значений $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$. Соседние значения $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$ отличались между собой в $\sqrt{2}$ раз.

В случае первоначально круговых орбит метод сфер плохо моделирует движение тел внутри сферы. В этом случае, в отличие от результатов численного интегрирования, метод сфер дает положительные значения ΔK . Это отличие связано также с тем, что при расчетах Гайли (1968 а, б), Лиссауэра и Кари (1991), Киладзе (1986), Кари и Лиссауэром (1992) орбиты частицы и планеты были оскулирующими круговыми, когда расстояние между планетой и частицей было во много раз больше радиуса сферы действия планеты. При использовании метода сфер орбиты являлись оскулирующими круговыми, когда расстояние между телами равнялось радиусу сферы действия. Из-за взаимного гравитационного влияния тел орбиты, являющиеся круговыми, когда расстояние между телами равно радиусу сферы действия, имеют небольшие эксцентриситеты, когда расстояние между телами во много раз больше радиуса сферы действия.

Результаты расчетов показали, что значения K^+ и ΔK (особенно в вариантах «Σ») имеют тенденцию к убыванию с увеличением $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$ и e . В некоторых вариантах, для которых $a_2/a_1 = \text{const}$, зависимость K^+ от $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$ не совсем монотонная. В вариантах расчетов, проведенных методом сфер действия, как и при численном интегрировании уравнений движения задачи трех тел, получено, что значения ΔK максимальны при $e_H \sim 1$. В табл. 5.1 для вариантов «Σ» приведены значения ΔK при $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$, равном 1 и $8 \cdot \sqrt{2} \approx 23$ а.е., соответственно. Эти значения обозначены через ΔK_1 и ΔK_{23} . Из данных, представленных в этой таблице, в частности, видно, что при одних и тех же значениях $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$, $e = \max\{e_1, e_2\}$ и $\mu = \max\{\mu_1, \mu_2\}$ значения ΔK могут отличаться в несколько раз для различных величин e_1, e_2, μ_1 и μ_2 . Полученные результаты показывают, что значения ΔK могут существенно зависеть от отношения a_2/a_1 . Хотя значения ΔK и вероятности столкновений тел при

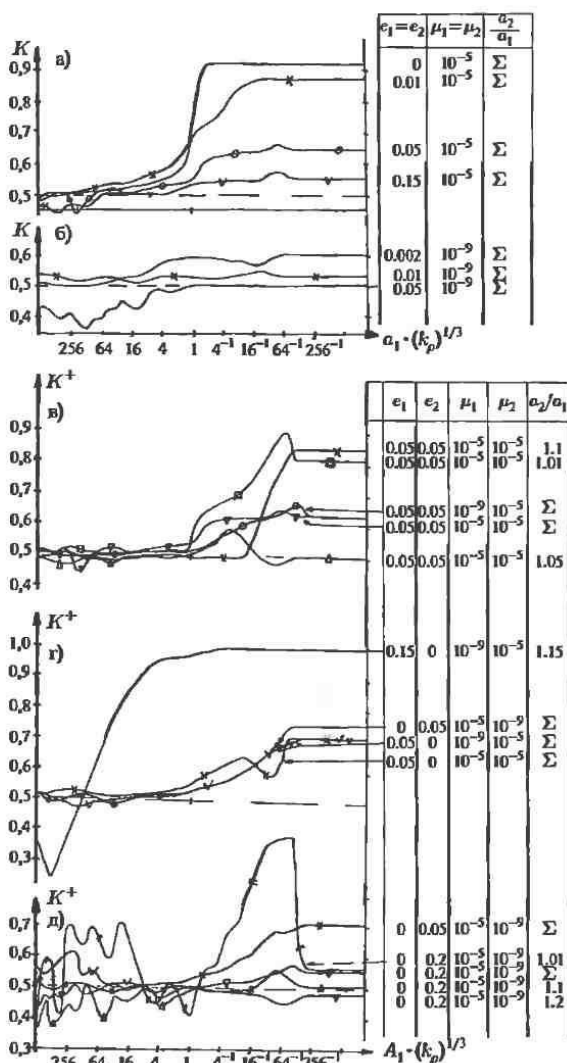


Рис. 5.7. Зависимости среднего (по сотням тысяч сближений) значения доли K^+ положительных моментов количества движения (МКД) двух сталкивающихся тел относительно их общего центра масс среди суммы модулей положительных и отрицательных МКД от $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$ для ряда вариантов расчетов. Величина k_p — это отношение плотности тел к плотности Земли. Гравитационное влияние тел, движущихся вокруг Солнца в одной плоскости, учитывалось методом сфер действия. Эксцентриситеты e_1 и e_2 и массы $m_1 = \mu_1 M_\odot$ и $m_2 = \mu_2 M_\odot$ тел были фиксированы в каждом из вариантов расчетов. Угол между направлениями на перигитры орбит варьировался от 0 до 2π радиан. В вариантах «Σ» отношение a_2/a_1 больших полюсов принимало различные возможные значения, при которых возможно сближение тел до радиуса сферы действия. В других вариантах это отношение было фиксировано

Таблица 5.1

Осевые моменты сталкивающихся тел в вариантах «Σ»

μ_1	10^{-5}	10^{-9}	10^{-5}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-9}	10^{-9}
μ_2	10^{-5}	10^{-9}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}
e_1	0,01	0,002	0,05	0,05	0,05	0	0,05	0	0,01	0,05
e_2	0,01	0,002	0,05	0	0,05	0,05	0	0,2	0,01	0,05
e_H	0,66	2,9	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	10.	14.	72.
ΔK_1	0,34	0,18	0,11	0,066	0,07	0,056	0,10	0,008	0,06	0,026
ΔK_{23}	0,076	0,006	0,004	0,018	0,046	-0,02	0,016	0,03	0,04	-0,008

Примечание: ΔK_1 и ΔK_{23} — это значения ΔK при $a_1 \cdot (k_p)^{1/3}$, равном 1 и $8 \cdot \sqrt{2} \approx 23$ а.е., соответственно.

их сближениях до радиуса сферы действия в случае почти касательных орбит больше, чем для других орбит, при исследовании формирования осевых вращений планет не стоит ограничиваться исследованием только почти касательных орбит (особенно, когда эксцентриситеты орбит планеты и тел немалы). Желательно учитывать все допустимые орбиты тел.

3. Формирование осевых вращений планет в случае аккумуляции твердых тел

Из результатов Сафронова и Звягиной (1969) следует, что при выпадении тел на планету $\alpha_{av} \approx 2/3$, где α_{av} — среднее значение α , $\alpha = |v_r|/v_p$, v_r — тангенциальная составляющая вектора скорости столкновения (составляющая, перпендикулярная к линии, соединяющей центры масс сталкивающихся тел), v_p — параболическая скорость у поверхности планеты. В большинстве вариантов расчетов, проведенных Ипатовым (1981 в), $\alpha_{av} \approx 0,6$.

Как и Гайли (1968 а, б), Харис (1977), Артемьев (1963, 1969 а, б), Артемьев и Радзиевский (1965) и Киладзе (1986), Ипатов (1981 г) рассмотрел модель формирования осевого вращения планеты при выпадении на зародыш этой планеты тел значительно меньших масс, двигавшихся в одной плоскости. Считалось, что $\alpha = \text{const}$, а отношение суммы положительных приращений момента количества движения планеты относительно ее центра масс к сумме модулей положительных и отрицательных приращений равно K и постоянно в ходе аккумуляции планеты. При таких допущениях момент K^s и период T^s осевого вращения образовавшейся планеты определяются по формулам:

$$K^s \approx 0,6 \cdot \alpha \sqrt{2 \cdot f \cdot r} \cdot M^{3/2} \cdot \Delta K \approx 0,67 \cdot \alpha \sqrt{f \cdot \rho} \cdot \rho^{-1/6} \cdot M^{5/3} \cdot \Delta K, \quad (5.14)$$

$$T^s \approx 1,45 \cdot \kappa \cdot [\alpha \cdot \Delta K \cdot \sqrt{\rho \cdot f}]^{-1}, \quad (5.15)$$

где $\Delta K = 2K - 1$, ρ — средняя плотность планеты ($\rho = \text{const}$ в ходе эволюции), f — гравитационная постоянная, $\kappa = J^s / (0,4 \cdot M \cdot r^2)$; J^s , M и r — соответственно момент инерции, масса и радиус образовавшейся планеты. Если планета является однородным шаром, то $\kappa = 1$. В табл. 5.2 представлены значения ΔK , полученные при $\alpha = 0,6$ для ряда планет с помощью формулы (5.15). Значения T^s и J^s взяты из работы Лиссауэра и Сафронова (1991), кроме $T^s = 6^h$, рассматривавшегося Харисом (1979) для прото-Земли. Считается, что Юпитер и Сатурн образовались в основном за счет аккреции газа, а скорости вращения Меркурия, Венеры и Плутона были сильно изменены приливными силами. Поэтому эти планеты в табл. 5.2 не рассматриваются. Составляющая осевого момента, перпендикулярная к плоскости орбиты, в $\sqrt{1 + \text{tg}^2 I}$ (I — наклон оси вращения) раз меньше модуля осевого момента планеты. Для Урана $\sqrt{1 + \text{tg}^2 I}$ равно 7,2, а для Земли, Марса и Нептуна равно 1,1. Значения ΔK в табл. 5.2 приведены при условии, что $I = 0$.

Таблица 5.2

Значения ΔK , необходимые для формирования осевого вращения планеты с периодом T^s при аккумуляции ею малых тел

Планета	Земля	Марс	Уран	Нептун
T^s , в часах	24	6	24,6	17,3
ΔK	0,04	0,15	0,05	0,07

Предполагая, что два первоначально невращающихся тела-шара с массами m_1 и m_2 (и радиусов r_1 и r_2) при абсолютно неупругом столкновении превращаются в тело-шар массы $M = m_1 + m_2$ и радиуса r , для периода осевого вращения образовавшегося тела получаем

$$T^s \approx 0,8 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot M^2 \cdot r^2 \cdot [m_1 \cdot m_2 \cdot (r_1 + r_2) \cdot v_r]^{-1}. \quad (5.16 \text{ а})$$

При $m_1 = m_2$ из (5.16 а) имеем

$$T^s \approx 6,33 \cdot \kappa \cdot r / v_r. \quad (5.16 \text{ б})$$

При $v_r = \alpha \cdot v_p$ из (5.16 б) следует

$$T^s \approx 2,76 \cdot \kappa \cdot [\alpha \cdot \sqrt{\rho \cdot f}]^{-1}. \quad (5.16 \text{ в})$$

Сравнивая значения ΔK , соответствующие современным периодам осевых вращений планет (табл. 5.2), со значениями ΔK , полученными при различных исходных данных (табл. 5.1), получаем, что для формирования осевых моментов Земли и Нептуна путем аккреции малых тел основная масса тел, выпадавших на эти планеты, должна была иметь слабозаксцентричные ($e < 0,05$) орбиты. В отличие от работ Хариса (1977), Витязева и Печерниковой (1981), рассматривавших только почти касательные орбиты, большие полуоси орбит тел при этих оценках принимали различные допустимые значения. Как отмечается в главе VI, эксцентриситеты орбит большинства тел, выпадавших на планеты, были немалы ($\sim 0,2-0,3$). Полученные Ипатовым (1981 в, г) численные результаты, так же как и аналитические оценки, сделанные ранее Витязевым и Печерниковой (1981), и проведенные позднее Кари и Лиссауэром (1992) численные расчеты задачи трех тел, свидетельствуют в пользу того, что в регулярную составляющую осевых моментов некоторых планет (например, Земли и Нептуна) внесли большой вклад выпадения крупных тел на планеты.

В рамках модели аккумуляции твердых тел современные наклоны осей вращения планет обычно объясняют выпадением крупных тел на зародыши планет (Сафронов, 1962, 1969; Лиссауэр и Сафронов 1991). Как и эти авторы, Ипатов (1981 г) получил, что наиболее массивные тела (массой до нескольких масс Земли) должны были выпасть на Сатурн и Уран.

4. Формирование осевых вращений планет в случае объединений разреженных сгущений

В настоящем разделе проводятся некоторые оценки периодов осевых вращений планет, образующихся при сжатии протопланет, сформировавшихся путем объединений разреженных газопылевых сгущений, движущихся в одной плоскости. Подробнее эти оценки представлены Ипатовым (1981 г) в § 4.

Осевой момент сгущения-протопланеты, образовавшейся в результате абсолютно неупругого удара двух первоначально невращающихся сгущений, равен

$$K^s = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \cdot (r_1 + r_2) \cdot v_r, \quad (5.17)$$

где r_l и m_l — радиус и масса l -го сгущения, v_r — тангенциальная составляющая скорости столкновения. Предположим, что образовавшаяся таким образом протопланета сжимается затем до плотности твердых тел и превращается в планету. Если при таком сжатии момент количества движения протопланеты-планеты уменьшается в k_s раз, то период образовавшейся планеты равен

$$T^s = \frac{2 \cdot \pi \cdot J^s}{K^s} \cdot k_s = \frac{0,8 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot M^2}{v_r \cdot m_1 \cdot m_2} \cdot \frac{(r_{pl})^2}{r_1 + r_2} \cdot k_s, \quad (5.18)$$

где $J^s = 0,4 \cdot \kappa \cdot M \cdot (r_{pl})^2$ — момент инерции планеты, r_{pl} — радиус образовавшейся планеты, $M = m_1 + m_2$ — ее масса. Если момент количества движения не меняется, то $k_s = 1$. Предполагая, что сгущения, протопланета и планета являются шарами и радиус r протопланеты в k_r раз больше радиуса планеты, из формулы (5.18) получаем, что в случае $m_1 = m_2$

$$T^s \approx 6,3 \cdot r \cdot \kappa \cdot (v_r)^{-1} \cdot (k_r)^{-2} \cdot k_s = 6,3 \cdot r_{pl} \cdot \kappa \cdot (v_r \cdot k_r)^{-1} \cdot k_s, \quad (5.19)$$

а при $m_1 = M \gg m_2 = m$

$$T^s \approx 2,5 \cdot r \cdot \kappa \cdot (M/m) \cdot (v_r)^{-1} \cdot (k_r)^{-2} \cdot k_s = 2,5 \cdot r_{pl} \cdot \kappa \cdot (M/m) \cdot (v_r \cdot k_r)^{-1} \cdot k_s. \quad (5.20)$$

Если сгущения и протопланеты являются дисками и радиус протопланеты $r = k_r \cdot r_{pl}$, то формулы, по которым вычисляется T^s , будут близки к формулам (5.19) и (5.20) (при $m_1 = m_2$ значения T^s будут в $2^{1/2} 2^{-1/3} \approx 1,1$ раза больше, чем по формуле (5.20)).

Считая, что протопланета росла при абсолютно неупругих столкновениях с мелкими сгущениями, $|v_r| = \alpha \cdot v_p = \alpha \sqrt{2fM/\tau}$, а планета и протопланета являлись шарами, получаем, что период осевого вращения планеты, образовавшейся при сжатии протопланеты, определяется по формуле

$$T^s \approx 1,45 \cdot \kappa \cdot k_s \cdot [\alpha \cdot \Delta K \sqrt{\rho_{pl} f k_r}]^{-1}, \quad (5.21)$$

где ρ_{pl} — средняя плотность планеты, f — гравитационная постоянная. Если считать протопланету диском, то

$$T^s \approx 1,52 \cdot \kappa \cdot k_s \cdot [\alpha \cdot \Delta K \sqrt{\rho_{pl} f k_r}]^{-1}. \quad (5.22)$$

Рассмотрим столкновение двух гравитационно не взаимодействующих сгущений (шаров или дисков), движущихся в одной плоскости по круговым орбитам, разность между большими полуосями ($a \approx R$) которых равна $\psi \cdot r_{12}$ ($0 \leq \psi \leq 1$), где r_{12} — сумма радиусов сгущений. Скорость столкновения v_{col} этих сгущений равна $v_c \cdot \bar{r}_{12} \cdot \sqrt{1 - 0,75 \cdot \psi^2}$, а $v_r \approx v_c \cdot \bar{r}_{12} \cdot (1 - 1,5 \cdot \psi^2)$, где $\bar{r}_{12} = r_{12}/R \ll 1$, $v_c \approx \sqrt{f \cdot M_0/R}$, R — расстояние от Солнца. Средние (по всем ψ) значения v_{col} и модуля v_r равны $\{v_{col}\}_{av} \approx 0,85 \cdot v_c \cdot \bar{r}_{12}$ и $\{v_r\}_{av} \approx 0,6 \cdot v_c \cdot \bar{r}_{12}$, соответственно.

Остановимся на столкновениях сгущений (шаров или дисков), радиусы которых равны радиусам их сфер Хилла: $r = r_H \approx R \cdot (M/3M_0)^{1/3}$. Параболическая скорость v_p на поверхности такого сгущения-шара массы $m_\Phi/2$ равна 0,6 км/с. При столкновении двух таких одинаковых сгущений и $R \approx a \approx 1$ а.е. имеем $v_c \cdot \bar{r}_{12} \approx 0,5$ км/с, т.е. $\{v_r\}_{av} \approx 0,5 \cdot v_p$. В случае столкновения протопланеты массы m_Φ с малым сгущением $\{v_r\}_{av} \approx 0,24 \cdot v_p$, если $R \approx 1$ а.е.

Рассмотрим случай, когда радиусы протопланет и сгущений равны радиусам их сфер Хилла, $R = 1$ а.е., $k_r \approx 235$ (это значение $k_r = r_H/r_{pl}$ для Земли), $k_s = 1$, а период T^s осевого вращения планеты, образовавшейся путем сжатия протопланеты, равен 6^h (Харис (1977) полагал, что таким был период вращения прото-Земли). При объединении двух одинаковых сгущений, массы которых равны $m_\Phi/2$, из формулы (5.19) получаем $v_r \approx 8$ м/с, что почти на два порядка меньше средних значений v_r , полученных выше при исследовании столкновений двух сгущений, движущихся по круговым орбитам.

В случае формирования протопланеты путем ее объединений с разреженными сгущениями значительно меньших масс при условии, что $\{v_r\}_{av} \approx 0,59 \cdot v_c \cdot \tau/R$, имеем

$$T^s \approx 7,1 \cdot \kappa \cdot k_s \cdot R^{3/2} [\Delta K \cdot (k_r)^2 \cdot \sqrt{f \cdot M_0}]^{-1}. \quad (5.23)$$

При $\tau = \tau_H$ получаем $\Delta K \approx 5,7 \cdot \kappa \cdot k_s \cdot M_0^{1/6} \cdot [T^s \cdot (\rho_{pl})^{2/3} \cdot \sqrt{f \cdot R}]^{-1}$. Значения $(\rho_{pl})^{2/3} \cdot \sqrt{f \cdot R}$ для планет Солнечной системы в 0,6–3,0 раза больше, чем для Земли. В случае $\tau = \tau_H$ и $k_s = 1$ для Земли (т.е. для $\kappa = 0,83$, $R = 1$ а.е., $\rho_{pl} = 5,52$ г/см³) $\Delta K \approx 0,025$ при $T^s = 6^h$ и $\Delta K \approx 0,006$ при $T^s = 24^h$. Для других планет при $\tau = \tau_H$ и $k_s = 1$ получено $\Delta K < 0,025$. Эти значения ΔK в десятки раз меньше значений $\Delta K \approx 0,9$, полученных Ипатовым (1981 в) при исследовании столкновений гравитационно не взаимодействующих шаров, движущихся вокруг Солнца по круговым орбитам. Орбиты сравнительно плотных сгущений из-за гравитационных возмущений нельзя считать круговыми. В этом случае формула (5.23) не справедлива, а по формуле (5.21) при $T^s = 6^h$ и $|v_r| = 0,6 \cdot v_c$ для Земли имеем $\Delta K \approx 0,16 \cdot (k_r)^{-1/2}$. В частности, для $k_r \approx 235$ получаем $\Delta K \approx 0,01$.

Рассмотрим модель, в которой осевое вращение протопланеты приобретает при одном ее столкновении со сгущением массы m . Тогда, считая, что $T^s = 6^h$, $\tau = \tau_H$, $k_r = 235$, $R = 1$ а.е., $M = m_\Phi$, и используя формулу (5.20), при условии $v_r = 0,6 \cdot \beta \cdot v_c \cdot \tau/R$ получаем $(\beta/\kappa)(m/M) \approx 0,018$, а при условии $v_r = 0,6 \cdot \beta \cdot v_p$ имеем $(\beta/\kappa)(m/M) \approx 0,007$ (при $T^s = 24^h$ значения $(\beta/\kappa)(m/M)$ и ΔK в четыре раза меньше, чем при $T^s = 6^h$). Значение β зависит от разности больших полуосей орбит сближающихся сгущений. Среднее значение β равно 1.

Полученные результаты показывают, что если протопланета и сгущения представляют собой однородные шары, совпадающие с их сферами Хилла, то осевой момент разреженной

прото-Земли почти на два порядка превышает осевой момент современной Земли. Этот результат не противоречит формированию планет в результате сжатия гигантских протопланет, так как Белецкий и Грушевский (1991) получили, что при сжатии протопланет из-за приливных взаимодействий с Солнцем их осевой момент существенно уменьшается.

Выводы по главе V

Исследован ряд предельных моделей миграции тел в формирующейся Солнечной системе. Впервые методом сфер действия проведены расчеты эволюции дисков, первоначально состоявших из сотен одинаковых тел и соответствовавших зонам питания планет-гигантов. Для модели эволюции диска из примерно одинаковых тел и модели выпадения тел на зародыш планеты получены новые формулы, характеризующие число столкновений и сближений до радиуса рассматриваемой сферы) тел за некоторый отрезок времени. Рассмотрены зависимости времени эволюции и изменений среднего эксцентриситета от числа тел в диске, их масс и характерных элементов орбит. Оценки процесса твердотельной аккумуляции проводились на основе результатов расчетов эволюции дисков из сотен тел и некоторых аналитических формул. Ранее такой подход использовался Энеевым и Козловым только при изучении модели формирования разреженных протопланет. Полученные результаты, в частности, указывают, что большинство тел, выпадавших на Землю, прошло ударную эволюцию. При современной массе астероидного пояса средний эксцентриситет не мог возрасти до современного значения (0,15) только вследствие взаимного гравитационного влияния астероидов.

Исследовано формирование осевых вращений планет. В основе этих исследований лежали результаты расчетов с помощью метода сфер действия и новые формулы, характеризующие формирование осевых вращений планет. Показано, что доля положительных моментов количества движения сталкивающихся тел относительно их общих центров масс среди суммы модулей моментов обоих знаков имеет тенденцию к убыванию с увеличением эксцентриситетов и больших полуосей гелиоцентрических орбит, а также плотности этих тел. Результаты исследований формирования осевых вращений планет при их твердотельной аккумуляции согласуются с результатами, полученными другими авторами, и были получены для моделей, учитывающих более широкий класс орбит сталкивающихся тел. При небольших эксцентриситетах орбит наблюдается преобладание положительных осевых вращений аккумулирующихся тел. Результаты расчетов свидетельствуют в пользу того, что крупные тела, выпадавшие на планеты, внесли существенный вклад не только в наклоны осей вращения, но и в регулярные составляющие их моментов осевых вращений. Результаты исследований процесса формирования осевых вращений протопланет путем объединений разреженных газопылевых ступеней показывают, что их осевые моменты значительно превышают осевые моменты современных планет.

Глава VI

Миграция тел в процессе аккумуляции планет

Введение

Во многих работах (см. обзоры Витязева и др. (1990), Сафронова (1969), Сафронова и Витязева (1983), Везерилла (1980 а)) считается, что планеты земной группы и ядра планет-гигантов образовались из роя твердых тел — планетезималей, двигавшихся вокруг Солнца по первоначально почти круговым орбитам. При исследовании процесса аккумуляции планет, наряду с аналитическими исследованиями (Витязев и Печерникова, 1981; Витязев и др., 1978, 1990; Гринберг и др., 1991; Зиглина, 1991, 1995; Ипатов, 1988 в; Левин, 1967, 1978 а, б; Лиссауэр, 1987, 1993; Лиссауэр и Сафронов, 1991; Лиссауэр и др., 1994; Печерникова, 1974; Печерникова и Витязев, 1980; Происхождение Солнечной системы, 1976; Протозвезды и планеты II, 1985; Рузмайкина и Маева, 1986; Рускол, 1960, 1963, 1971, 1975, 1991; Сафронов, 1960, 1962, 1969, 1972; Сафронов и Витязев, 1983; Сафронов и Зиглина, 1991; Стерн, 1991; Шмидт, 1944, 1946, 1950, 1951), последние 20 лет широко используются результаты численных расчетов (Беаже и Аазес, 1990; Босс и др., 1991; Брунини и Фернандез, 1999; Вайденшиллинг и др., 1998; Везерилл, 1980, 1985 б, в, Везерилл и Кокс, 1985; Везерилл и Стьюарт, 1989; Гринберг и др., 1978, 1984, 1991; Принцвейг и Лиссауэр, 1990; Доул, 1970; Дьяков и Резников, 1978; Ешинага и др., 1999; Ида, 1990; Ида и Макино, 1992 а, б; Ип, 1989; Ипатов, 1978 а, б, 1981 а, б, в, г, 1982 а, б, в, 1983, 1984 а, б, 1985 а, 1986, 1987 а, б, 1989 б, г, д, ж, 1990 а, 1991 а, г, д, ж, 1992 в, д, ж, з, 1993 а, б, 1994 б, е, к, л, 1995 е, з, 1997 а, г; Исаакман и Саган, 1977; Камерон, 1978; Камерон и Бенз, 1991; Камерон и Пайн, 1973; Кануп и др., 1999; Кари и Лиссауэр, 1992; Козлов и Энеев, 1977, 1978; Кокс и Левис, 1980; Кокубо и Ида, 1995, 1996, 1998; Лекар и Аазес, 1986; Лиссауэр и Кэри, 1991; Мизуно, 1980; Накагава и др., 1983; Отзуки и Ида, 1990; Отзуки и др., 1988, 1990; Спаут и др., 1991; Танака и Ида, 1999; Таникава и др., 1991; Томас и др., 1999; Фернандез и Ип, 1980, 1984, 1996; Хайяши и др., 1976 а, б; Хан и Малхотра, 1999; Хауриган, 1977; Хоредт, 1979, 1985; Энеев, Козлов, 1979, 1981 а, б; Earth, Moon, and Planets, 1998, v. 81, № 1; Icarus, 2000, v. 143, № 1). Реальный процесс формирования планет был очень сложным и зависел от многих факторов. Однако исследования сравнительно простых моделей позволяют сделать ряд важных оценок процесса аккумуляции планет. Путем моделирования на ЭВМ исследовалась эволюция дисков, состоящих из сотен гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца и объединяющихся при столкновениях (Ипатов, 1978 б, 1981 б, 1982 а, б, в, 1983, 1984 а, 1985 а, 1986, 1987 а, б, 1989 б, г, д, ж, 1990 а, 1991 а, г, д, ж, 1992 в, д, ж, з, 1993 а, б, 1994 б, е, к, л, 1995 е, з, 1997 а, г, 1998 б, д, е, з). Результаты этих расчетов и аналитические исследования зависимости эволюции дисков от числа тел, составляющих диск, (Ипатов, 1985 а, 1988 в, 1989 г) позволили уточнить результаты аналитических исследований, а также сделать ряд новых выводов о процессе аккумуляции планет. При изучении эволюции колец Сатурна, Урана и Нептуна Горькавый и Фридман (1994) также изучали эволюцию плоских дисков, вращающихся вокруг центральных тел.

При моделировании на ЭВМ эволюции дисков тел взаимное гравитационное влияние тел учитывалось нами методом сфер действия (см. главу IV). Плотность тел и планет считалась близкой к плотности современных планет. В главе V и в § 4 главы VI сближения объектов (планетезималей и планет) в диске рассматривались как вероятностный процесс. Исследования процесса аккумуляции планет, проводимые в § 1–3 настоящей главы, основаны на результатах расчетов, полученных при детерминированном выборе пар сближающихся тел (см. приложение I). Рассматриваются характеристики планет, образовавшихся в результате эволюции пространственных дисков тел, а также исследуется динамика эволюции этих дисков. Рассмотренные нами диски и алгоритмы моделирования их эволюции другие, чем в (Беаже и Аазес, 1990; Везерилл, 1980, 1985 а, 1988 б, в, 1989 б; Ип, 1989; Лекар и Аазес, 1986; Фернандез и Ип, 1981, 1984, 1996). В отличие от главы V, при моделировании эволюции дисков

тел рассматривались другие исходные данные. Например, при изучении эволюции дисков тел, соответствовавших зонам питания планет-гигантов, в главе V на основе результатов моделирования эволюции дисков первоначально одинаковых тел проводились оценки роста эксцентриситетов планетезималей на начальных стадиях аккумуляции планет. В главе VI представлены результаты расчетов для случая, когда Юпитер и Сатурн уже, в основном, сформировались.

§ 1. Миграция тел при аккумуляции планет земной группы

Результаты моделирования на ЭВМ эволюции дисков, соответствующих зоне питания планет земной группы, показали (Беаже и Аазес, 1990; Везерилл, 1980, 1985 б, 1988 б, в; Ипатов, 1981 б, 1982 б, 1987 а, 1992 д, 1993 а; Кокс и Левис, 1980; Лекар и Аазес, 1986), что при почти круговых начальных орбитах тел число образовавшихся планет в плоском случае больше реального числа соответствующих планет, а в пространственном случае близко к этому числу. В плоской модели нужное число планет образовывалось только при начальных эксцентриситетах $\sim 0,3-0,35$ (Ипатов, 1981 б; 1982 б).

В табл. 6.1-6.2 приведены исходные данные для семи вариантов расчетов, представленных на рис. 6.1-6.8. Вариантами В1-В2 названы варианты расчетов эволюции пространственных дисков, соответствующих зоне питания планет земной группы. Исходные данные в этих двух вариантах были одинаковыми, но при расчетах (для выбора исходных ориентаций орбит и при вычислении характерных времен τ_{ij} до столкновений пар тел) использовались разные псевдослучайные числа. С целью исследования перемешивания тел в ходе эволюции во всех семи рассмотренных вариантах все N_0 начальных тел, в зависимости от их расстояний от Солнца, были разбиты на N_g групп ($2 \leq N_g \leq 4$). Число тел в i -й группе обозначено

Таблица 6.1

Исходные данные для дисков тел

i	$a_{\min}^i$, а.е.	$a_{\max}^i$, а.е.	$m_0^i/m_\oplus$	N_0^i	$m_0^i \cdot N_0^i/m_\oplus$	$m_0^i \cdot N_0^i/m_s^0$
Варианты В1-В2 ($m_s^0 = 1,92m_\oplus$, $N_0 = 960$)						
1	0,4	0,6	0,002	150	0,30	0,156
2	0,6	0,8	0,002	210	0,42	0,219
3	0,8	1,0	0,002	270	0,54	0,281
4	1,0	1,2	0,002	330	0,66	0,344
Вариант В3 ($m_s^0 = 150m_\oplus$, $N_0 = 850$)						
1	2,0	4,0	10^{-6}	100	0,00	0,00
2	8,0	16,0	0,2	150	37,5	0,25
3	16,0	32,0	0,2	600	112,5	0,75
Варианты В4-В5 ($m_s^0 = 135m_\oplus$, $N_0 = 745$)						
1	2,0	4,0	10^{-6}	70	0,00	0,00
2	8,0	16,0	0,2	135	33,75	0,25
3	16,0	32,0	0,2	540	101,25	0,75
Вариант В6 ($m_s^0 = 180m_\oplus$, $N_0 = 500$)						
1	2,0	4,0	10^{-6}	50	0,00	0,00
2	8,0	16,0	0,4	90	45,0	0,25
3	16,0	32,0	0,4	360	135,0	0,75
Вариант В7 ($m_s^0 = 10m_\oplus$, $N_0 = 500$)						
1	2,0	5,0	$4 \cdot 10^{-6}$	250	0,00	0,00
2	5,0	10,0	0,04	250	10,0	1,00
Вариант В8 ($m_s^0 = 10m_\oplus$, $N_0 = 100$)						
1	12,0	37,0	0,1	100	10,0	1,00
Вариант В9 ($m_s^0 = 10m_\oplus$, $N_0 = 500$)						
1	14,0	46,0	0,02	500	10,0	1,00

Исходные данные для зародышей планет

А. Планеты земной группы ($e = 0$)

	Меркурий	Венера	Земля	Марс
a , а.е.	0,387	0,723	1,0	1,524
$m/m_{\oplus}$	0,06	0,82	1,0	0,11

Б. Планеты-гиганты

Вариант	Юпитер			Сатурн			Уран			Нептун		
	a , а.е.	e	$m/m_{\oplus}$	a , а.е.	e	$m/m_{\oplus}$	a , а.е.	e	$m/m_{\oplus}$	a , а.е.	e	$m/m_{\oplus}$
B3	5,5	0	300	7,0	0	85	—	—	—	—	—	—
B4	5,5	0	300	6,5	0	85	30	0,75	10	40	0,82	10
B5-B6	5,5	0	300	6,5	0	85	8	0,02	10	10	0,02	10
B7	5,203	0	318	9,539	0	95,1	—	—	—	—	—	—
B8-B9	5,203	0	318	9,539	0	95,1	19	0	14	30	0	16

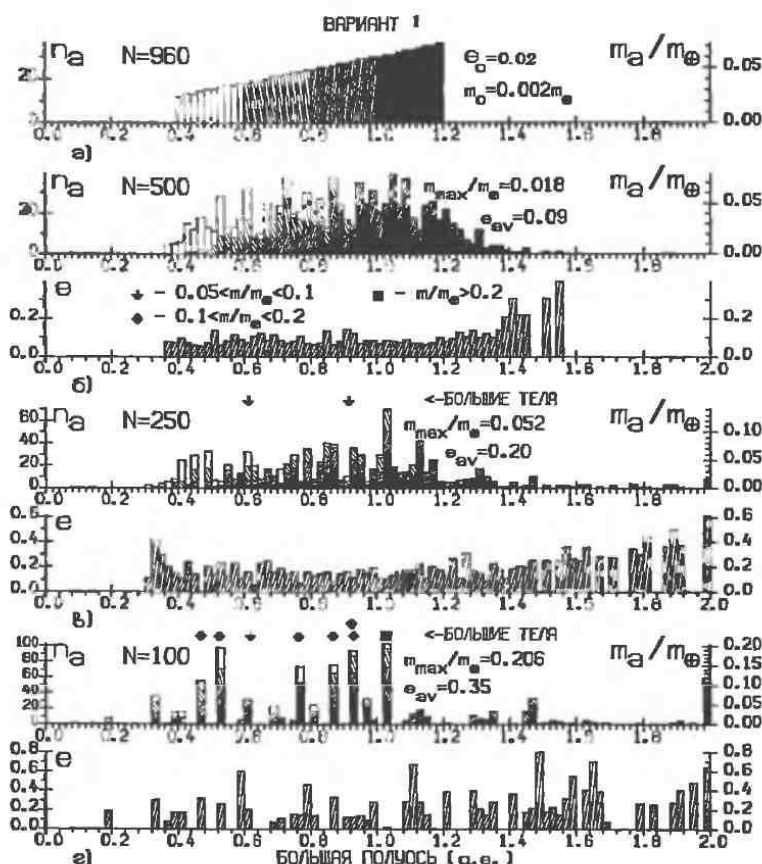


Рис. 6.1. Распределение масс и средних эксцентриситетов тел по большим полуосям их орбит при эволюции диска, соответствующего зоне питания планет земной группы (вариант В1). Гистограммы соответствуют состоянию диска, когда N — число тел в нем — равно 960 (а), 500 (б), 250 (в) и 100 (г). Через n_a обозначено число начальных тел, вошедших в тела, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,02 а.е. (от a до $a + 0,02$); e — это средний эксцентриситет этих образовавшихся тел, $m_a/m_{\oplus}$ — отношение масс этих тел к массе Земли. Маркерами, приведенными на рис. (б), указаны положения тел, массы m которых превышают $0,05m_{\oplus}$.

через N_0^i . Большие полуоси орбит начальных тел определялись по формуле

$$a_k^0 = \sqrt{[(a_{\max}^{0i})^2 - (a_{\min}^{0i})^2] \cdot k / N_0^i + (a_{\min}^{0i})^2}, \quad (6.1)$$

где $k = 1, \dots, N_0^i$, $i = 1, \dots, N_g$, N_0^i — число тел в i -й группе. Массы всех начальных тел i -й

группы одинаковы и обозначены через m_0^i , $m_0 = \max_{1 \leq i \leq N_g} \{m_0^i\}$, $m_0^i = \sum_{i=1}^{i=N_g} m_0^i N_0^i$, $N_0 = \sum_{i=1}^{i=N_g} N_0^i$.

В вариантах В1–В2 все начальные тела одинаковы. Значения $a_{\min}^{0i}$, $a_{\max}^{0i}$, N_0^i , $m_0^i/m_\oplus$ ($m_\oplus$ — масса Земли), $m_0^i N_0^i/m_\oplus$ и $m_0^i N_0^i/m_\oplus^0$ представлены в табл. 6.1. Начальные эксцентриситеты орбит всех тел считались равными $e_0 = 0,02$. Расчеты показывают (Ипатов, 1982б), что в рассматриваемых дисках в случае первоначально круговых орбит при росте среднего эксцентриситета e_{av} до 0,02 число тел в диске сильно не меняется, и результаты расчетов при $e_0 = 0$ и $e_0 = 0,02$ близки. Метод сфер действия при $e_{av} < 0,02$ плохо моделирует эволюцию дисков тел. Поэтому при расчетах полагалось $e_0 = 0,02$. Начальные ориентации орбит выбирались случайным образом. Плотность тел считалась равной плотности соответствующих планет. В вариантах В3–В7, кроме этих тел, рассматриваются также зародыши планет, исходные орбиты и массы которых приведены в табл. 6.2. При расчетах считалось, что тела объединяются при любых скоростях встреч.

Расчеты вариантов В1–В2 проводились по предложению А. В. Витязева. При эволюции реального диска планетезималей обычно не происходит объединений двух одинаковых планетезималей. Они дробятся, а их осколки могут выпадать на более крупные тела. Однако результаты расчетов вариантов В1–В2 указывают на значительное перемешивание вещества в ходе твердотельной аккумуляции планет земной группы.

На рис. 6.1 представлена динамика эволюции диска для варианта В1. Гистограммы, соответствующие состоянию диска, когда N — число тел в нем — равно 960, 500, 250 и 100. Через n_a обозначено число начальных тел, вошедших в тела, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,02 а.е. (от a до $a + 0,02$); e — это средний эксцентриситет этих образовавшихся тел, $m_a/m_\oplus$ — отношение масс этих тел к массе Земли, а $m_{\max}$ — масса наибольшего тела в диске в рассматриваемый момент времени. При $1,98 < a \leq 2$ а.е. столбец гистограммы характеризует все тела с $a > 1,98$ а.е. Четыре различные штриховки на гистограммах соответствуют различным группам начальных тел. Маркерами, приведенными на рис. 6.1 (б), указаны положения тел, массы m которых превышают 0,05 $m_\oplus$.

Массы m_a и эксцентриситеты e образовавшихся тел-планет для вариантов В1–В2 приведены на рис. 6.2 (а) (слева для варианта В1 и справа для варианта В2). Большие полуоси орбит этих тел при $a < 2$ а.е. соответствуют абсциссам середин гистограмм, а элементы орбит тел, у которых $a > 2$ а.е., представлены в виде чисел. Значения n_a и m/m_0 означают число начальных тел, вошедших в образовавшиеся тела. Зависимости некоторых параметров эволюционирующего диска от N для вариантов В1–В2 представлены на рис. 6.2 (б)–(е). Через m_h обозначена масса тел, выброшенных на гиперболические орбиты, а через m_i — масса тел, для которых $a > 1,98$ а.е.; t/T — это отношение текущего времени к общему времени эволюции. На рис. 6.2е приведены зависимости масс крупных ($m > 0,1 m_\oplus$) тел от N .

Характеристики динамики эволюции и образовавшихся тел для вариантов В1–В2, в основном, примерно такие же, как при наших расчетах с помощью вероятностного метода выбора пар контактирующих тел (Ипатов, 1982б, 1987а) и при расчетах Везерилла (1980, 1985б, 1988б, в). В ходе эволюции диск расширился и e_{av} на конечных этапах эволюции превышало 0,2 (а в отдельные моменты времени и 0,4). Эксцентриситеты орбит тел, находившихся на краях диска, превышали e_{av} . При $N > 250$ почти не было тел, для которых $a > 2$ а.е., но в дальнейшем на некоторых этапах эволюции $m_i > 0,05 m_\oplus^0$ (рис. 6.2(г)). Эксцентриситеты орбит тел с $a > 2$ а.е., в основном, превышали 0,6. Часть тел из зоны питания планет земной группы в ходе эволюции проникала в зону астероидного пояса. Выброс тел на гиперболические орбиты начинался при $e_{av} > 0,2$ (рис. 6.2(б)–(в)). В первом варианте расчетов 9%, а во втором около 14% всех начальных тел было выброшено на гиперболические орбиты.

Отметим, что значительный рост эксцентриситета орбиты тела происходит только, если в ходе эволюции оно сближается с несколькими крупными телами. Путем численного интегрирования плоской задачи трех тел (Солнце и две частицы) показано (глава II), что в случае первоначально круговых гелиоцентрических орбит максимальный эксцентриситет

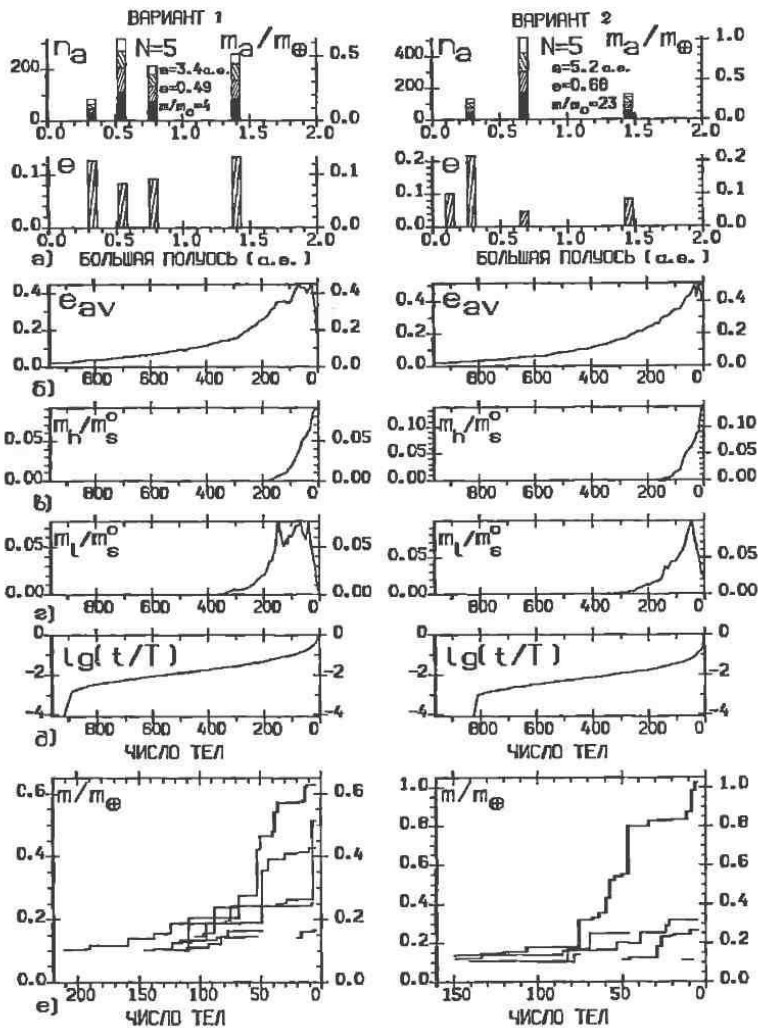


Рис. 6.2. Характеристики образовавшихся тел (а) и зависимости среднего эксцентриситета e_{av} (б), массы m_h тел, выброшенных на гиперболические орбиты (в), массы m_l тел с $a > 1,98$ а.е. (г), относительного времени t/T (д) и крупнейших масс тел (е) от числа тел в диске для вариантов В1–В2

$e_{\max} \approx 7\mu_1^{1/3}$, если $10^{-9} \leq \mu \leq 10^{-4}$ и $0,8\mu^{1/3} \leq |\Delta a_0|/a_0 \leq 1,5\mu^{2/7}$, где $\mu = \mu_1 + \mu_2$ — отношение суммы масс частиц ($\mu_1 \geq \mu_2$) к массе Солнца, a_0 — это большая полуось начальной орбиты частицы большей массы, а Δa_0 — разность начальных значений больших полуосей орбит частиц. В частности, $e_{\max} < 0,02$ при $\mu = 10^{-8}$. В случае трех частиц таких же масс $e_{\max}$ в десятки раз больше ($\approx 0,4$) (см. главу VII).

Число зародышей планет на некоторых этапах эволюции рассмотренных дисков превышало реальное число соответствующих планет. В варианте В1 при $N = 100$ семь зародышей имели массы, большие $0,1m_\oplus$ (рис. 6.1 (г)). Как и при расчетах Везерилла (1985б, 1988в), получены столкновения таких зародышей между собой. Высота «ступеньки» на рис. 6.2 (е) указывает массу тела, выпавшего на зародыш планеты. В варианте В2 при $N \approx 50$ произошло столкновение двух зародышей с массами, равными $0,55m_\oplus$ и $0,25m_\oplus$, а массы двух последних тел, столкнувшихся с крупнейшей планетой, равнялись $0,11m_\oplus$ и $0,04m_\oplus$. Без крупных тел, выпадавших на Землю, трудно объяснить не только наклон оси вращения, но и период осевого

вращения Земли (Витязев и Печерникова, 1981; Витязев и др., 1990; Ипатов, 1981 г; Лиссауэр и Сафронов, 1991). Столкновением Земли с телом массой $\sim 0,1m_{\oplus}$ Камерон и Бенз (1991) объясняют формирование Луны.

В вариантах В1–В2 в результате эволюции образовывалось по четыре планеты, массы которых больше $0,046m_{\oplus}$, и по одному телу массой $m = 4m_{\oplus}$. В каждом из этих вариантов один из объектов имел сильно эксцентричную орбиту ($e \geq 0,5$). При исследовании дальнейшей эволюции путем численного интегрирования, а не методом сфер действия, число образовавшихся объектов может уменьшиться. Эксцентриситеты орбит планет, образовавшихся по краям диска, в основном были больше, чем у планет, образовавшихся в центре диска (Везерилл, 1985 б, 1988 в; Ипатов, 1982 б, 1987 а, 1993 а). Это указывает на то, что Меркурий и Марс могли приобрести большие современные эксцентриситеты орбит при сближениях с телами из зоны питания планет земной группы. Гравитационное влияние тел, залетавших в зону планет земной группы из зон планет-гигантов, также может увеличить эксцентриситеты орбит Меркурия и Марса от нуля до их современных значений (см. рис. 6.3, 6.5, 6.7–6.8, а также (Ипатов, 1989 б, 1987 б)). Возможно, что относительно большие (по сравнению с планетами-гигантами) наклоны орбит планет земной группы к плоскости Лапласа обусловлены гравитационным влиянием этих тел-пришельцев. Эксцентриситеты «Земли» и «Венеры» при расчетах были больше реальных. Эксцентриситет орбиты планеты, сближающейся с N_0 одинаковыми телами, при $m_e^0 = \text{const}$ обратно пропорционален $\sqrt{N_0}$ (Ипатов, 1989 б). Поэтому результаты расчетов свидетельствуют в пользу того, что массы большинства тел из зон планет-гигантов, сближавшихся с планетами земной группы, были значительно меньше, чем при расчетах.

При $N < 250$ тела двух соседних групп, а в конце эволюции всех четырех групп, сильно перемешивались (рис. 6.1 и 6.2 (а)). Если масса k -й планеты $m_k \geq 0,5m_{\oplus}$, то $m_{ki}/m_{\oplus}$ (m_{ki} — масса тел i -й группы, вошедших в k -ю планету) близко к N_0^i/N_0 и почти не зависит от большой полуоси этой планеты, т. е. состав планеты (доли тел различных групп, образовавших планету) примерно такой же, как и состав исходного диска:

Исходный диск	0,156	0,219	0,281	0,344
Планеты с $m > 0,5m_{\oplus}$	0,148–0,187	0,194–0,249	0,25–0,303	0,319–0,353
Планеты с $m > 0,1m_{\oplus}$	0,114–0,217	0,191–0,249	0,193–0,336	0,319–0,398

При расчетах Везерилла (1988 б) такое сильное перемешивание тел было получено только для Венеры, а даже для Земли значения $m_{ki}/m_{\oplus}$ в несколько раз отличались от соответствующих значений N_0^i/N_0 . В проведенных нами расчетах планета с массой Меркурия состояла из тел всех исходных групп, но доля тел i -й группы, вошедших в эту планету, в основном, вдвое отличалась от доли тел этой группы в общем составе начального диска.

Эволюция пространственных дисков твердых тел рассматривалась нами на основе результатов моделирования на ЭВМ эволюции плоских дисков условных тел очень большой плотности с помощью соответствующей редукции пространственной эволюционной задачи к плоской (Ипатов, 1982 в, 1987 а). Поэтому оценки времени эволюции пространственного диска были приближенными. При моделировании эволюции дисков с помощью детерминированного метода получено, что время формирования 80 % массы крупнейшей планеты (Земли) не превышало 10^7 лет (т. е. было меньше, чем по аналитическим оценкам Витязева и др. (1978, 1990) и Сафронова (1969), а общее время эволюции дисков было порядка 10^8 лет. Время, за которое число тел в диске уменьшалось от N_0 до N , обычно было примерно в два раза меньше времени, за которое число тел в диске уменьшалось от N_0 до $N/2$. Основное время эволюции рассматриваемых дисков приходится на последние стадии аккумуляции. Поэтому при $N_0 = 10^{12}$ общее время эволюции диска примерно такое же, как при $N_0 = 960$, и приведенные выше оценки времени аккумуляции сохраняются (Ипатов, 1988 в). При использовании детерминированного алгоритма контактируют объекты, для которых τ_{ij} является минимальным, а не средним значением. Поэтому результаты численных расчетов показали, что если число объектов не мало, то при использовании этого алгоритма скорость эволюции диска на порядок больше, чем при использовании вероятностного алгоритма. В работе (Отзуки и др., 1988) при учете сопротивления газа получен рост Земли за 10^7 лет.

На основе результатов моделирования эволюции дисков из сотен тел Ипатовым (1985 а, 1987 а, 1988 в) проводились оценки эволюции дисков, состоящих из большого $\sim 10^{12}$ числа

тел. Из этих оценок (см. также главу V), в частности, следует, что максимальные значения e_{av} при эволюции этих дисков не меньше, чем при эволюции дисков из сотен тел, имеющих ту же самую суммарную массу тел. Большинство планетезималей, выпадавших на Землю, прошло ударную эволюцию. Учет дроблений тел при столкновениях может в несколько раз увеличить время формирования основной массы планет (Ипатов, 1988 в), а значительное увеличение начального числа тел и учет сопротивления газа могут уменьшить перемешивание тел в ходе аккумуляции планет. Согласно Боссу и др. (1991), при больших относительных скоростях приливное разрушение невелико и его учет не оказывает существенного влияния на результаты исследований последних стадий аккумуляции планет земной группы.

§2. Миграция тел при формировании планет-гигантов

При исследовании эволюции дисков первоначально одинаковых тел, соответствующих зонам питания Урана и Нептуна, Ипатов (1983, 1984 а, 1987 б, 1989 г) получил, что для пространственной модели масса m_h тел, выброшенных на гиперболические орбиты, на порядок превышает массу тел, оставшихся на эллиптических орбитах, а для плоской модели, в основном, $m_h < 0,3m_0$. В варианте ВЗ рассматривается случай, когда в начальный момент времени кроме диска одинаковых тел, разбитых на две группы, ($8 < a \leq 16$ а.е. и $16 < a \leq 32$ а.е.) имеются малые тела — «астероиды» (табл. 6.1) и почти сформировавшиеся планеты земной группы, а также «Юпитер» и «Сатурн», причем большая полуось орбиты «Юпитера» на 0,3 а.е. больше, а «Сатурна» — на 2,5 а.е. меньше современного значения (табл. 6.2). Динамика эволюции этого диска представлена на рис. 6.3. Обозначения такие же, как и на рис. 6.1, но ширина интервала значений a для одного столбика гистограммы равна 0,5 а.е., а m_i — это масса тел (в m_0) с $a > 49,5$ а.е. Через m_{ast} и m_p обозначено, соответственно, число начальных «астероидов» (из зоны $2 < a \leq 4$ а.е.) и число начальных тел из зоны $8 < a \leq 32$ а.е., входящих в тела с $a \leq 49,5$ а.е. Стрелочками указаны положения планет. На рис. 6.3 (г) около этих стрелочек приведены первые буквы латинских названий соответствующих планет. Буквы $E + V$ означают, что в эту планету вошли «Земля» и «Венера». Характеристики тел, образовавшихся в результате эволюции, представлены на рис. 6.3 (г). При определении значений n_a массы начальных планет не учитываются. Часть обозначений на рис. 6.4 такая же, как и на рис. 6.2. На рис. 6.4 (а)–(б) приведены зависимости больших полуосей и эксцентриситетов орбит «Юпитера» и «Сатурна» от N .

При моделировании считалось, что в варианте ВЗ средние наклонения i_{av} в несколько раз меньше $e_{av}/2$. Однако даже при этом условии суммарная масса объектов, образовавшихся за орбитой Сатурна, равнялась всего $0,03m_0$, причем масса наибольшего объекта не превышала $3m_0$. Полученные результаты указывают на то, что формирования Урана и Нептуна в зонах питания этих планет только из одинаковых твердых тел — планетезималей — требует большой (до $10^3 m_0$) массы твердых тел в этих зонах питания. В этом случае масса M_N газопылевого облака в зонах питания Урана и Нептуна была бы не меньше $0,15M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца). В работе Рузмайкиной и Маевой (1986) на основе численного исследования процесса формирования диска было получено $M_N \leq 0,1M_\odot$. Учет силы сопротивления газа, а также учет выпадения малых тел на зародыши планет могут уменьшить оценки M_N , однако формирование Урана и Нептуна из диска планетезималей при отсутствии зародышей этих планет представляется нам маловероятным.

Ипом (1989) проводилось моделирование эволюции дисков, состоящих из Юпитера, Сатурна и 100 тел, располагавшимися между 10 и 20 а.е. Суммарная масса начальных тел в два раза превышала массы Урана и Нептуна. Выброс тел на гиперболические орбиты при этом моделировании был небольшим и образовывалось две большие планеты. По нашему мнению, малый выброс тел на гиперболические орбиты в работах Ипа (1989), Фернандеза и Ипа (1981, 1984, 1996) связан с использованием сфер меньшей сферы действия, предположением об объединении тел, сблизившихся до расстояния, равного нескольким (до 8) суммам радиусам тел, а, возможно, и с ошибками в алгоритме. Расчеты Везерилла (Лиссауэр и др., 1995) так же, как и наши расчеты, свидетельствуют в пользу малой вероятности формирования Урана и Нептуна путем аккумуляции малых тел при отсутствии зародышей этих планет.

Остановимся на других моделях формирования Урана и Нептуна. В модели Энеева и Козлова (1979, 1981 а, б) считается, что начальные газопылевые сгущения в протопланетном облаке объединились в гигантские разреженные протопланеты, которые затем сжались

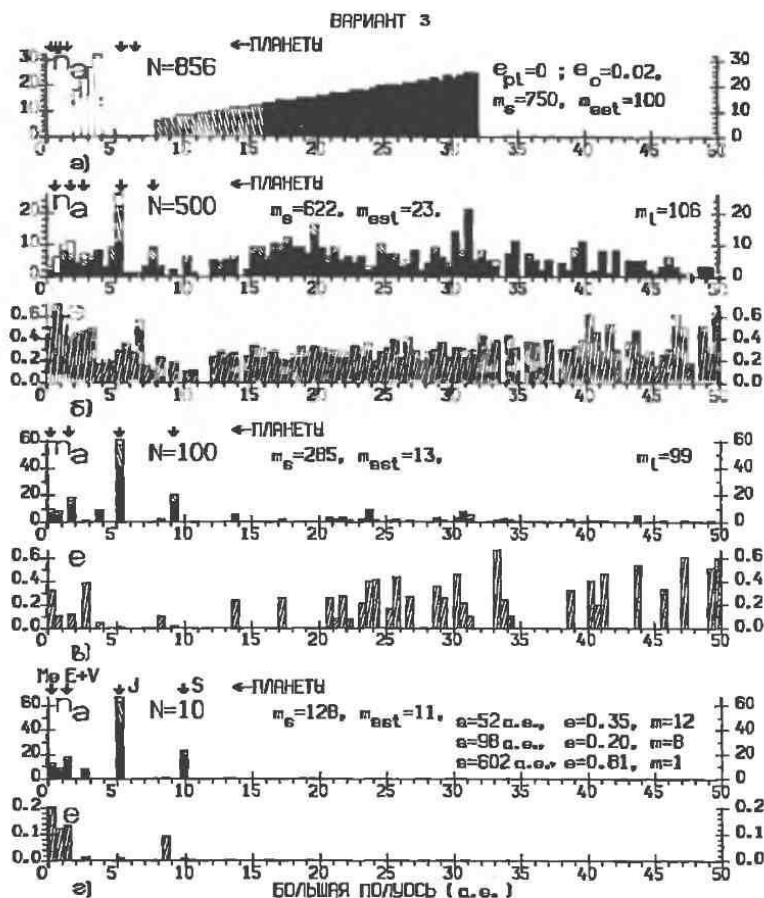


Рис. 6.3. Распределение масс и средних эксцентриситетов тел по большим полуосьм их орбит при эволюции диска, первоначально состоявшего из зародышей Юпитера и Сатурна, планет земной группы, $m_e = 750$ одинаковых тел общей массой $m_0^0 = 150m_\oplus$ и $m_{ast} = 100$ малых тел — «астероидов» (вариант В3). Гистограммы соответствуют состоянию диска, когда N — общее число небесных объектов (включая планеты) равно 856 (а), 500 (б), 100 (в) и 10 (г). Через n_a обозначено число начальных тел, вошедших в небесные объекты, большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,5 а.е. (от a до $a + 0,5$); e — это средний эксцентриситет этих объектов; m_e и m_l — это массы тел (в $m_0 = m_0^0/750$), для которых $a \leq 49,5$ и $a > 49,5$ а.е., соответственно; m_{ast} — число «астероидов» при $a \leq 49,5$ а.е. (значения m_e и m_{ast} включают тела и астероиды, выпавшие на планеты). Стрелочками указаны положения планет

и образовали современные планеты. Сафронов и Витязев (1983) допускают формирование в зонах Урана и Нептуна сгущений массами до 10^{28} г (т.е. $\sim 2m_\oplus$). Чем больше начальные массы зародышей Урана и Нептуна, тем меньше суммарная масса начальных планетезималей в зонах питания этих планет.

Жарков и Козенко (1990) и Жарков (1993) выдвинули гипотезу о том, что зародыши Урана и Нептуна «приобрели водородные оболочки массами $\sim (1-1,5)m_\oplus$ в зонах роста Юпитера и Сатурна еще до диссипации газа из протопланетного диска». При этом общая масса каждого из этих зародышей превышала $3m_\oplus$. По предположению В. Н. Жаркова, путем моделирования на ЭВМ Ипатов (1991 а, г, 1992 в, 1993 а) исследовал эволюцию ряда дисков, первоначально состоявших из почти сформировавшихся планет (кроме Урана, Нептуна и Плутона), из двух зародышей планет, а также из нескольких сотен одинаковых тел, для которых $8 < a \leq 32$ а.е. Начальные значения больших полуосей орбит Юпитера и Сатурна брались равными 5,5 и 6-7 а.е., соответственно. Суммарная масса начальных тел бралась в диапазоне от $150m_\oplus$

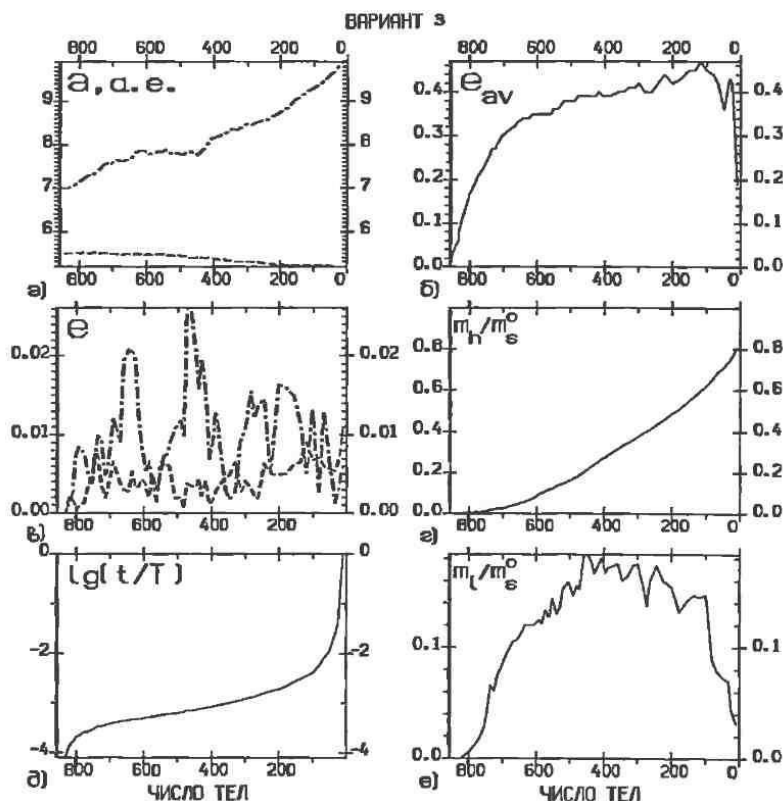


Рис. 6.4. Зависимости больших полуосей a (а) и эксцентриситетов e (в) «Юпитера» и «Сатурна», а также среднего эксцентриситета e_{av} (б), отношения m_h/m_s^0 массы тел, выброшенных на гиперболические орбиты, к суммарной массе m_s^0 начальных тел (г), отношения t/T текущего времени к общему времени эволюции (д) и отношения m_l/m_s^0 массы m_l тел с $a > 49,5$ а.е. к m_s^0 (е) от числа тел в диске для варианта В3

до $300m_{\oplus}$; начальные эксцентриситеты орбит планет $e_{pl} = 0$, а начальные эксцентриситеты орбит тел $e_0 = 0,02$. В рассматриваемой модели учитывались гравитационные взаимодействия и объединения тел не только с планетами или их зародышами, но и между собой. При расчетах получено, что если орбита начального зародыша пересекала орбиту Сатурна, то вероятность того, что этот зародыш в конце эволюции оставался на эллиптической орбите, на порядок меньше вероятности его выброса на гиперболическую орбиту. Поэтому ниже речь будет идти о случае, когда перигелии начальных орбит зародышей находились за орбитой Сатурна.

На рис. 6.5–6.6 представлена динамика эволюции двух таких дисков (варианты В4–В5). В варианте В4 начальные эксцентриситеты e_e орбит зародышей были велики (табл. 6.2), а в варианте В5 $e_e = 0,02$. Обозначения на этих рисунках такие же, как и на рис. 6.3–6.4. На рис. 6.6 (а)–(б) приведены значения a и e не только для Юпитера и Сатурна, но также для зародышей Урана и Нептуна. Четыре различные пунктирные линии соответствуют разным планетам и зародышам. Сплошная линия на рис. 6.6 (б) обозначает средний эксцентриситет. Пунктирная линия на рис. 6.6 (г) соответствует телам, первоначально находившимся в зоне $8 < a < 16$ а.е.

В (Ипатов, 1984 а, 1987 а, 1989 б), кроме диска тел ($8 < a \leq 32$ а.е.), брались планеты-гиганты с почти современными значениями масс и больших полуосей орбит. В вариантах В3–В6, как и в (Ипатов, 1984 а, 1987 а, 1989 б; Фернандес и Ип, 1984), получен переброс части тел внутрь Солнечной системы (в том числе в зону астероидов) и последующий выброс многих из них Юпитером на гиперболические орбиты, а также убывание большой полуоси орбиты Юпитера. Значения e_{av} в ходе эволюции, в основном, превышали 0,3 и достигали 0,4.

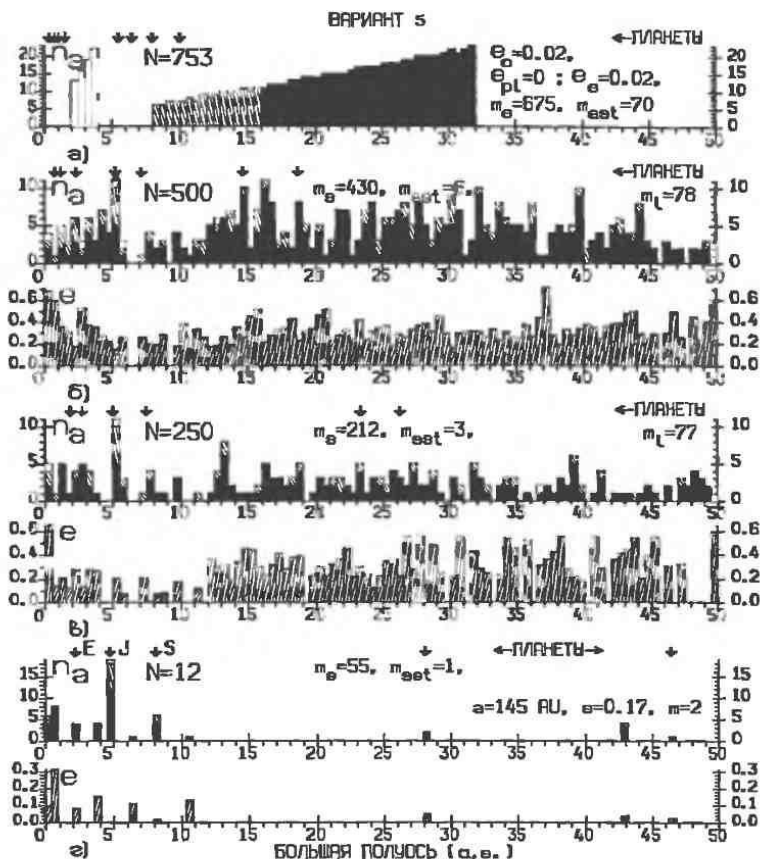


Рис. 6.5. Распределение масс и средних эксцентриситетов тел по большим полуосьям их орбит при эволюции диска, первоначально состоявшего из зародышей всех планет (кроме Плутона), $m_0 = 675$ одинаковых тел общей массой $m_0^0 = 135m_{\oplus}$ и $m_{ast} = 70$ малых тел — «астероидов» (вариант В5). Гистограммы соответствуют состоянию диска, когда N — общее число небесных объектов (включая планеты) равно 753 (а), 500 (б), 250 (в) и 12 (г). Через n_a обозначено число начальных тел, вошедших в небесные объекты, большие полуоси a орбит которых лежат в интервалах шириной $\Delta a = 0,5$ а.е. (от a до $a + 0,5$); e — это средний эксцентриситет этих объектов, m_a и m_e — это массы тел (в $m_0 = m_0^0/675$), для которых $a \leq 49,5$ и $a > 49,5$ а.е., соответственно, m_{ast} — число «астероидов» при $a \leq 49,5$ а.е. (зачисления m_a и m_{ast} включают тела и астероиды, выпавшие на планеты), m_i — масса тел (в m_0) с $a > 49,5$ а.е. Стрелочками указаны положения планет. Начальные эксцентриситеты орбит тел равны $e_0 = 0,02$, начальные эксцентриситеты зародышей Урана и Нептуна $e_e = 0,02$, а начальные эксцентриситеты остальных планет $e_{pl} = 0$

Более 80 % тел выбрасывались на гиперболические орбиты. На некоторых этапах эволюции (при $N \approx 300-400$) суммарная масса тел с большими полуосьями $a > 50$ а.е. превышала $0,1m_0^0$ (рис. 6.4 (е) и 6.6 (г)), а в конце эволюции была значительно меньше. Перигелии орбит многих из этих тел лежали около орбиты Нептуна, а средние эксцентриситеты их орбит были близки к 0,6. Эти тела, наряду с телами, сформировавшимися за орбитой Нептуна, участвовали в формировании транснептуновых поясов. По мнению Стерна (1991), в эти пояса были выброшены тысячечилометровые тела.

Вследствие гравитационных взаимодействий с телами в варианте В4, зародыши Урана и Нептуна, двигавшиеся первоначально по сильно эксцентричным орбитам, сначала приобрели орбиты, для которых $a \approx 25$ а.е. и $e \leq 0,05$, а затем большие полуоси их орбит увеличились, соответственно, до 30 и 44 а.е. и их конечные эксцентриситеты не превышали 0,02 (рис. 6.6 (а)–(б)). В вариантах В5–В6 зародыши двигались все время по слабо

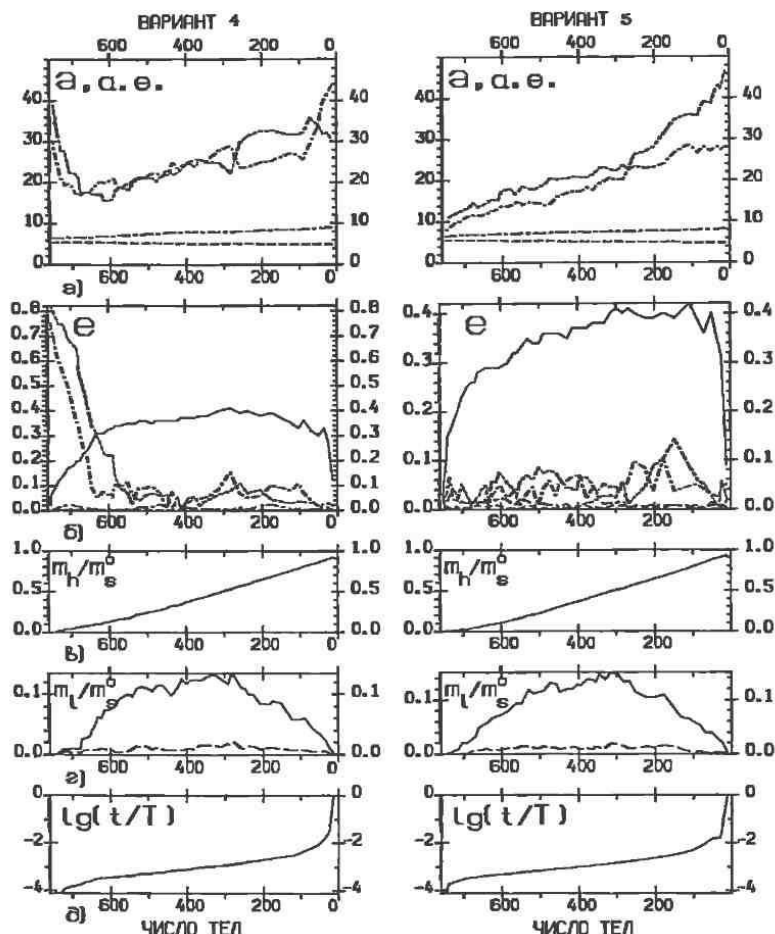


Рис. 6.6. Зависимости больших полуосей (а) и эксцентриситетов (б) орбит зародышей планет-гигантов, e_{av} (б), m_h (в), m_l (г) и t/T (д) от числа тел в диске для вариантов В4–В5. Обозначения таких же, как и на рис. 6.4

эксцентричным орбитам и большие полуоси их конечных орбит были такого же порядка: 20–47 а.е. (рис. 6.5 (г) и 6.7). Такие зародыши могли стать ядрами аккумуляции Урана и Нептуна. Время, за которое зародыши приобретали современные орбиты, было примерно одинаковым при больших и малых начальных эксцентриситетах орбит этих зародышей. Позднее Томас и др. (1999) провели расчеты вариантов, аналогичных вариантам В5–В6, учитывая гравитационные взаимодействия тел с помощью симплектического метода интегрирования и получили результаты, близкие к результатам, полученных нами с помощью метода сфер.

Вклад объединений в уменьшение первоначально больших эксцентриситетов орбит зародышей Урана и Нептуна значительно меньше вклада гравитационных взаимодействий этих зародышей с телами (Ипатов, 1991 а). Если учитывать только объединения тел с зародышами, то эти зародыши, первоначально двигавшиеся по сильно эксцентричным ($e \geq 0,67$) орбитам, приобретали современные эксцентриситеты и массы Урана и Нептуна только, если начальные массы зародышей не превышали, соответственно, $2m_\oplus$ и $m_\oplus$ (Ипатов, 1991 а). Результаты численных исследований модели, в которой тела не взаимодействуют между собой, показали (Ипатов, 1991 а), что при учете гравитационных взаимодействий тел с зародышами значение e_* , до которого устойчиво уменьшается эксцентриситет орбиты зародыша, тем меньше, чем меньше m_0 . Получено, что $e_* \approx 0,05$ при $m_0 \sim 0,05m_\oplus$. Тот факт, что Нептун имеет

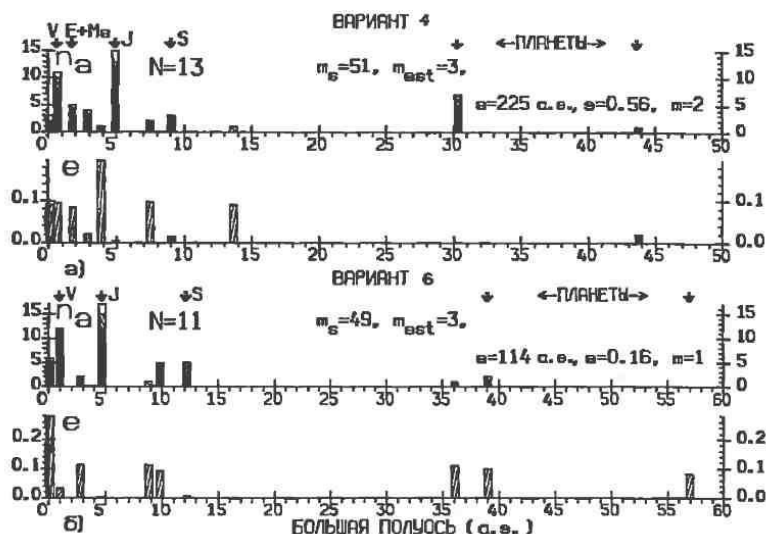


Рис. 6.7. Характеристики образовавшихся небесных объектов для вариантов В4 и В6. Обозначения такие же, как и на рис. 6.3. Значения n_i под стрелками обозначают число тел, выпавших на соответствующие планеты. Названия планет приведены первыми буквами их латинских названий

наименьший эксцентриситет среди планет-гигантов, может быть связан с тем, что в его зоне питания массы наибольших планетезималей были меньше, чем в зонах питания других планет.

Суммарная масса тел с $a < 5$ а.е. при $N \approx 500$ была $\sim 0,05m_\oplus$, а затем уменьшалась (рис. 6.3 и 6.5). При использовании вероятностного метода (Ипатов, 1984 а, 1987 б, 1989 б) была получена большая (до $0,2m_\oplus$) суммарная масса таких тел. Это отличие связано с тем, что при детерминированном алгоритме сближения с Юпитером происходили чаще и поэтому он выбрасывал тела на гиперболические орбиты быстрее, чем при вероятностном алгоритме. При расчетах по детерминированному алгоритму получено, что орбиты многих объектов с $a < 5$ а.е. не пересекали орбиту Юпитера. Среди этих объектов в ряде случаев были планеты, массы которых достигали нескольких масс Земли. Формирование этих планет вызвано тем, что в рассматриваемой модели не учитывались дробления сталкивавшихся тел при больших скоростях встреч. Эксцентриситеты орбит тел, сталкивавшихся внутри орбиты Юпитера, как правило, превышали 0,5. Поэтому на самом деле никакого объединения таких тел при их столкновениях между собой обычно не происходило. Те осколки сталкивавшихся тел, которые не пересекали орбиту Юпитера, постепенно выметались из зон питания планет-гигантов телами, мигрировавшими внутрь орбиты Юпитера. Учет взаимного гравитационного влияния путем численного интегрирования, а не методом сфер действия, тоже должен уменьшить долю тел с $a < 5$ а.е., не пересекающих орбиту Юпитера. Сильные изменения орбит планет земной группы в рассмотренных вариантах расчетов связаны с тем, что при расчетах значения m_0 значительно превышали массы реальных планетезималей.

Считается (Камерон и Пайн, 1973; Сафронов и Зиглина, 1991; Торбет и Смолюховский, 1980), что сканирование резонансов, связанное с изменением большой полуоси Юпитера, наряду с влиянием тел из зон планет-гигантов, могло быть одной из причин выметания тел из астероидного пояса. В вариантах В4–В6 в ходе эволюции большая полуось a_J орбиты Юпитера уменьшалась на $(0,44–0,54) \cdot (m_\oplus^0/100m_\oplus)$ а.е., а в варианте В3 — на $0,21(m_\oplus^0/100m_\oplus)$ а.е. Аналогичные изменения a_J были получены в (Ипатов, 1984 а, 1989 б). Таким образом, при $m_\oplus^0 > 100m_\oplus$ смещающиеся резонансы перекрывают значительную часть пояса астероидов. Большая полуось орбиты Сатурна в ходе эволюции увеличивалась на $(1,2–1,9) \cdot (m_\oplus^0/100m_\oplus)$ а.е. в вариантах В3–В5 и на $3,15(m_\oplus^0/100m_\oplus)$ а.е. — в варианте В6. Результаты расчетов свидетельствуют в пользу утверждения Сафронова и Витязева (1983) о том, что современные размеры планетной системы могут быть больше размеров основной массы газопылевого облака. Расширение системы планет-гигантов в ходе их аккумуляции и первоначальная аккумуляция

зародышей несформировавшихся планет-гигантов могут объяснить большие (~ 2) значения отношений больших полуосей орбит Урана и Сатурна, а также Сатурна и Юпитера. Пределы изменений больших полуосей орбит планет или их зародышей зависели, в основном, от суммарной массы тел, а не от m_0 .

Конечные значения эксцентриситетов орбит Юпитера и Сатурна в рассмотренных вариантах расчетов лежали, соответственно, в интервалах 0,004–0,011 и 0,006–0,016 и были меньше современных значений. Для того, чтобы Юпитер и Сатурн приобрели современные эксцентриситеты орбит, массы вторых по величине тел, сближавшихся с этими планетами, должны были равняться нескольким массам Земли (Ипатов, 1989 б). Эти зародыши могли быть выброшены на гиперболические орбиты или выпасть на эти планеты, но маловероятно, чтобы они стали зародышами Урана и Нептуна. Массы $m > m_0$ зародышей несформировавшихся планет, сталкивавшихся с Юпитером и Сатурном, требуются для объяснения наклонов осей вращения этих планет (Ипатов, 1981 г; Сафронов, 1969; Лиссауэр и Сафронов, 1991).

В вариантах В4–В6 массы тел, образовавшихся за орбитой Юпитера, (кроме планет) не превышали $5m_0$, т.е. $0,01m_\oplus^0$. Часть этих тел находилась за орбитой Плутона (значения a достигали 100–200 а.е.), а часть оставалась между орбитами планет-гигантов (рис. 6.5 (г) и 6.7). При учете взаимного гравитационного влияния путем численного интегрирования уравнений движения получено (Вейбел и др., 1990), что тела, находящиеся между орбитами Юпитера и Сатурна, за время $t < 3 \cdot 10^5$ лет пересекают орбиты планет.

Тела из зон 8–16 и 16–32 а.е. сильно перемешивались в ходе эволюции (рис. 6.5). Однако в большинстве вариантов расчетов доля тел из зоны 8–16 а.е., выпавших на Юпитер, превышала 25 %, хотя в начальном диске (8–32 а.е.) доля таких тел составляла 20 %.

В вариантах В4 и В5 масса тел, выпавших на планеты-гиганты, $m_g \approx 0,04m_\oplus^0$, причем на Юпитер выпадало, соответственно, 54 % и 67 % всех этих тел, а на зародыши Урана и Нептуна — 33 % и 11 %, т.е. суммарная масса этих зародышей увеличивалась меньше, чем на $2m_\oplus$ (в вариантах В5–В6 — меньше, чем на $m_\oplus$). Сатурн в вариантах В4–В6 аккумулировал в 3–4 раза меньше тел, чем Юпитер. В (Ипатов, 1984, 1987 б, 1989 б) 25–33 % всех столкновений тел из зон Урана и Нептуна с планетами приходилось на Юпитер. Эти результаты свидетельствуют в пользу того, что в ядро и оболочку Юпитера могло войти больше льдов и каменистого вещества, чем в любую другую планету (Гудкова и Жарков, 1990).

В варианте В7 около 20 % тел, первоначально находившихся в зонах Юпитера и Сатурна, выпадали на эти планеты. В вариантах В5–В6, только 5 % тел, первоначально находившихся в зонах Урана и Нептуна, выпадали на планеты (в основном, на Юпитер и Сатурн). Близкие значения отношения k_r массы тел, выпавших на планеты-гиганты, к массе тел, выброшенных на гиперболические орбиты, были получены Ипатовым (1982 в, 1983, 1984 а) при использовании вероятностного выбора пар контактирующих объектов. В этих работах рассматривалась эволюция дисков первоначально одинаковых тел, а также эволюция дисков, включающих почти сформировавшиеся планеты. Левисон и Дункан (1994), численно исследуя движение комет, получили $k_r \approx 2$ %. Средние эксцентриситеты и наклоны орбит планетезималей меньше, чем комет, поэтому наши значения k_r больше.

Учитывая, что отношение массы пыли (каменистого вещества и льдов) к массе газа в протопланетном облаке порядка 0,015, а масса твердого вещества, вошедшего в Юпитер и Сатурн, по разным оценкам (Протозвезды и планеты, 1985) равняется, соответственно, $(10\text{--}40)m_\oplus$ и $(10\text{--}30)m_\oplus$ (в Уран и Нептун вошло $(25\text{--}30)m_\oplus$ твердого вещества), на основе значений k_r , полученных при расчетах, можно сделать оценки M_N^0 — начальной массы протопланетного облака, находившейся в зонах питания различных планет-гигантов. Начальная масса M_N всего протопланетного облака близка к массе тел, находившейся в зоне планет-гигантов. Полагая, например, $k_r = 0,2$ для всех планет-гигантов (т.е. считая, что Уран и Нептун приобрели основную часть своей массы недалеко от орбиты Сатурна) и считая, что в Юпитер и Сатурн вошло $20m_\oplus$ твердого вещества, получаем $M_N \sim 0,04M_\odot$. Для транспортировки зародышей Урана и Нептуна из зоны Сатурна на их современные орбиты требуется около $100m_\oplus$ планетезималей в зонах Урана и Нептуна (т.е. еще около $0,02M_\odot$ массы протопланетного облака в зонах этих двух планет). Примерно такие же значения $M_N [\sim (0,04\text{--}0,1)M_\odot]$ рассматривались во многих работах по космогонии (Сафронов, 1969, Сафронов и Витязев, 1983; Протозвезды и планеты, 1985; Рузмайкина и Маева, 1986). Для рассматриваемой модели аккумуляции Урана и Нептуна, путем аккреции планетезималей, чем ближе к Солнцу формировались основные

массы этих планет (например, в результате объединений разреженных газопылевых сгущений) и чем больше были их массы, тем меньше для этого требуется исходная масса M_N протопланетного облака. Учет влияния сопротивления газа на движение планетезималей и захват тел через зону Роша и спутниковые рои, а также возможно более плоскостной характер эволюции диска уменьшают оценки M_N . Отметим, что хотя эволюция диска планетезималей носила пространственный характер (Сафронов и Витязев, 1983), результаты исследований эволюции плоских дисков (Ипатов, 1983) не препятствуют плоскостной твердотельной аккумуляции ядер планет-гигантов. В этом случае $M_N \sim 0,01 M_\odot$.

Во время формирования Урана и Нептуна часть тел из зон питания этих планет выпадала на Землю. Тела, выбрасываемые на гиперболические орбиты, перед выбросом какое-то время двигались по сильно эксцентричным орбитам. Некоторые из этих тел при $e \sim 1$ пересекали орбиту Земли. На некоторых этапах эволюции дисков тел, включающих планеты, орбиты примерно 1% тел пересекали орбиту Земли. Так как часть этих тел приобретала орбиты, пересекающие орбиту Земли, вследствие объединений тел при их столкновениях (на самом деле эти тела дробились), а при значительно меньших значениях m_0 миграция тел могла быть меньше, чем при расчетах, то, в действительности, доля тел, пересекающих орбиту Земли, была, вероятно, меньше.

Результаты расчетов свидетельствуют в пользу того, что зародыши Урана и Нептуна с начальными массами, равными нескольким массам Земли (и даже с современными массами этих планет), могли мигрировать из зоны Сатурна, двигаясь по слабо эксцентричным орбитам. Аналогичный вывод можно сделать о миграции из зоны Юпитера зародыша Сатурна с массой, равной нескольким десяткам масс Земли. Кроме зародышей Урана и Нептуна, таким же образом могли мигрировать из зон Юпитера и Сатурна в зоны Урана и Нептуна другие, более мелкие объекты. Если начальные значения больших полуосей орбит этих зародышей превышали 10 а.е., то их миграция к современным орбитам Урана и Нептуна могла происходить при суммарной массе планетезималей меньшей, чем при расчетах. Так как часть тел транснептунового пояса может мигрировать внутрь Солнечной системы, то, благодаря аналогичному механизму обмена момента количества движения с такими телами, некоторые крупные тела транснептунового пояса могли увеличить большие полуоси своих орбит. Поэтому в середине транснептунового пояса могут существовать более крупные тела, чем во внутренней его части.

Основные изменения элементов орбит зародышей планет-гигантов при расчетах с детерминированным выбором пар контактирующих объектов происходили не более, чем за 10^7 лет (при вероятностном выборе — за 10^8 лет), однако отдельные планетезимали могли выпадать на эти зародыши через время $\sim 10^9$ лет. В зоне Нептуна некоторые планетезимали, движущиеся по эксцентричным и наклоненным орбитам, могут существовать и в настоящее время (см. § 3 главы V).

В вариантах расчетов массы начальных тел равнялись $m_0 = 0,2 m_\oplus$, а общее число объектов в диске не превышало 1000. Реальное число планетезималей было гораздо больше, а массы большинства из них были гораздо меньше. Анализируя результаты моделирования на ЭВМ эволюции ряда дисков одинаковых материальных точек массы m , Ипатов (1985 а, 1989 г) получил, что среднее изменение эксцентриситета при одном сближении (до r_s) $\Delta e \propto \sqrt{m}$, если $m < 10^{-4} m_\oplus$, и средний эксцентриситет $e_{av} \geq 0,01$ или если $m < m_\oplus$ и $e_{av} \geq 0,2$. При больших значениях m и меньших значениях e_{av} зависимость Δe от m слабее. При $m \leq 10^{-7} m_\oplus$ значение e_{av} не всегда возрастает в ходе эволюции. В ходе эволюции пространственного диска, состоящего из N одинаковых гравитирующих тел m , при $mN = \text{const}$ вероятность выбора i -го тела $p_i \propto p_{ij} \cdot N \propto (r_s)^2 / m \propto m^{-1/5}$. Если $\Delta e \propto \sqrt{m}$, то скорость роста e_{av} пропорциональна $m^{1/2-1/5} \propto N^{-3/10} \approx N^{-1/3}$, т. е. при увеличении N в 10^3 раз эта скорость уменьшается в 10 раз. Эволюция диска различных тел определяется массами крупнейших тел и зависимость e_{av} от N в этом случае слабее. Можно ожидать, что в действительности времена эволюции орбит зародышей и суммарная масса тел, выпавших на них, могли быть на порядок больше, чем при расчетах.

Приведенные выше исследования и выводы получены при предположении, что в крупных ($\geq 10^{-6} m_\oplus$) телах сосредоточена не малая часть массы диска. Если подавляющая часть массы диска приходилась на малые тела, то миграция тел была слабее и эволюция шла при меньших средних эксцентриситетах.

§3. Влияние мигрировавших тел на эволюцию астероидного пояса

В рассмотренных выше вариантах В3–В6, кроме массивных ($m_0 \geq 0,2m_\oplus$) тел, находившихся за орбитой Сатурна, в начальный момент времени имелись также «астероиды» ($2 < a \leq 4$ а.е.), суммарная масса которых мала. Начальные эксцентриситеты астероидов, так же как и тел, полагались равными 0,02. В ходе эволюции этих дисков под влиянием массивных тел, проникавших внутрь орбиты Юпитера, астероиды выбрасывались на гиперболические орбиты значительно чаще, чем тела m_0 . Например, в варианте В3, при уменьшении общего числа объектов от 858 до 500, 3 % тел и 77 % астероидов были выброшены на гиперболические орбиты, а 9 % астероидов выпало на планеты (рис. 6.3 (б)). Такая большая разница долей тел и астероидов, выброшенных из Солнечной системы, связана с тем, что в это время всего лишь небольшая часть тел достигала орбит Юпитера и Сатурна. В вариантах В3–В4 астероиды выпали не только на Юпитер и Сатурн, но также на некоторые планеты земной группы (рис. 6.3 (г) и 6.7 (а)). Выметание тел из астероидного пояса телами из зоны Юпитера рассматривалось ранее Сафроновым и Зиглиной (1991) и Везериллом (1989б).

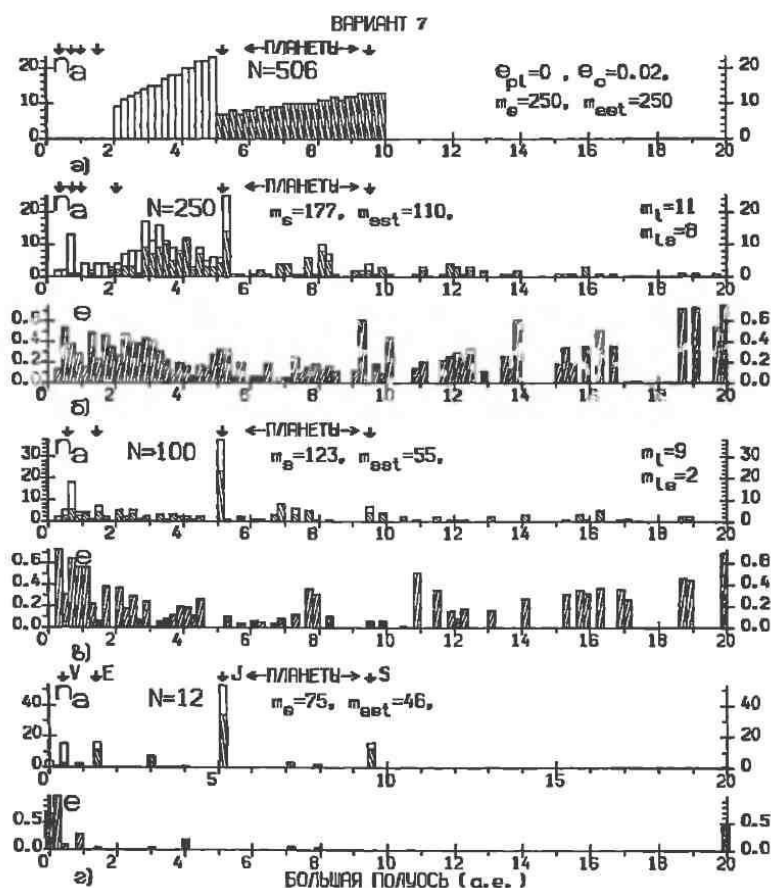


Рис. 6.8. Распределение масс и средних эксцентриситетов тел по большим полуосям их орбит при эволюции диска, первоначально состоявшего из Юпитера, Сатурна, планет земной группы, 250 малых тел — «астероидов» внутри орбиты Юпитера и 250 тел в зонах Юпитера и Сатурна общей массой $m_0^0 = 10m_\oplus$ (вариант В7). Обозначения такие же, как на рис. 6.3. m_s и m_t — это массы тел (в $m_0 = m_0^0/250$), для которых $a \leq 19,8$ и $a > 19,8$ а.е. соответственно; m_{ast} и m_{te} — число «астероидов» для таких же ограничений на a (значения m_s и m_{ast} включают тела и астероиды, выпавшие на планеты)

На рис. 6.8 представлена динамика эволюции диска, первоначально состоявшего из «астероидов» ($2 < a \leq 5$ а.е.), тел ($5 < a \leq 10$ а.е., $m_s^0 = 10m_\oplus$), планет земной группы, Юпитера и Сатурна (вариант В7). В отличие от рис. 6.3 и 6.5, на этом рисунке ширина одного столбика гистограмм n_a и e равна 0,2 а.е.; m_s и m_i — это массы тел (в $m_\oplus$), для которых $a \leq 19,8$ а.е. и $a > 19,8$ а.е., соответственно; m_{ast} и m_{pl} — число астероидов (включая астероиды, выпавшие на планеты) для таких же ограничений на a . Эволюция этого диска близка к эволюции диска, рассмотренного ранее Везериллом (1989 б) и первоначально состоявшего из 500 «астероидов» ($0,7 < a \leq 3,3$ а.е.) и 100 тел в зоне $4,5 < a \leq 7,5$ а.е. Как и в (Везерилл, 1989 б), в ходе эволюции диска получен рост средних эксцентриситетов астероидов до значений, не меньших, чем в современном астероидном поясе. В отличие от (Везерилл, 1989 б), получено большее возмущение материала с $a < 2$ а.е. В варианте В7 при $N = 250$ 25 % тел и 53 % астероидов были выброшены на гиперболические орбиты, а для 31 из 118 оставшихся астероидов $a < 2$ а.е. В результате эволюции 8 % астероидов выпало на Юпитер, 5 % — на Венеру и 2,5 % — на Землю. Суммарная масса тел, выпавших на планеты земной группы, равнялась $0,5m_\oplus$. Конечные эксцентриситеты Венеры (0,09) и Земли (0,045) превышали их современные значения, а Меркурий и Венера даже покинули Солнечную систему, хотя m_s^0 было невелико: $10m_\oplus$. Такие сильные возмущения орбит планет земной группы, вероятно, связаны с тем, что при расчетах массы тел ($m_0 = 0,04m_\oplus$) значительно превышали массы большинства реальных планетезималей. Тела, мигрировавшие из зон планет-гигантов, вывели также часть планетезималей из зон питания планет земной группы (в основном из зоны Марса), не успевших выпасть на эти планеты. Большие полуоси орбит Юпитера и Сатурна уменьшились в варианте В7, соответственно, на 0,05 и 0,01 а.е., т. е. отношение изменения a_j к m_s^0 было примерно таким же, как в вариантах В3–В6.

Известно (Бинцель и др., 1991), что примитивные астероиды, расположенные дальше всего от Солнца, наиболее богаты углеродом и водой. Это может быть связано с тем, что родительские тела этих астероидов пришли из зон планет-гигантов.

§4. Миграция тел в зоне планет-гигантов после формирования основной массы этих планет

Считается (Сафронов и Витязев, 1983), что на последних стадиях аккумуляции планет, наряду с почти сформировавшимися планетами, имелось много тел значительно меньших масс. Фернандезом и Ипом (1981, 1984) путем моделирования на ЭВМ исследовалась эволюция дисков, первоначально состоявших из Юпитера, Сатурна, двух зародышей планет, массы которых составляют 20 % от масс, соответственно, Урана и Нептуна и N_0 ($N_0 \leq 2000$) одинаковых тел в зонах Урана и Нептуна. Исходные эксцентриситеты орбит тел равнялись 0,05. Ипатов (1984 а, 1987 б, 1989 б) рассматривал другие начальные данные (другое число планет, другие начальные эксцентриситеты и т. д.) и другие характеристики эволюции дисков, а в ряде вариантов учитывалось не только гравитационное влияние планет, но и взаимное гравитационное влияние тел.

В настоящем разделе приводятся результаты моделирования на ЭВМ эволюции пространственных дисков, первоначально состоявших из восьми (кроме Плутона) и N_0 ($N_0 \leq 500$) одинаковых тел в зонах Урана и Нептуна (варианты В8–В9 в табл. 6.1). Ипатов (1984 а) рассматривал также модели с двумя планетами: Ураном и Нептуном. В вариантах с восемью планетами массы Урана и Нептуна брались равными $14m_\oplus$ и $16m_\oplus$, а большие полуоси их орбит — 19 и 30 а.е., соответственно. Большие полуоси орбит и массы остальных планет равнялись их современным значениям. Начальные орбиты планет были круговыми, а начальные значения больших полуосей орбит тел определялись по формуле (5.1). Как отмечалось Ипатовым (1987 б), в зонах Урана и Нептуна для безгазовой модели средний эксцентриситет орбит тел большую часть времени был порядка 0,3–0,4. Поэтому в ряде рассмотренных вариантов начальные эксцентриситеты $e_0 = 0,35$. В других вариантах расчетов $e_0 = 0,02$. Плотность тел считалась равной 2 г/см^3 .

Суммарная начальная масса тел $M_{T_0}^*$ в рассмотренных вариантах не превышала $10m_\oplus$, так как при больших значениях $M_{T_0}^*$, из-за малого числа начальных тел, их массы m_0 были бы невелики. Однако основные тенденции эволюции будут примерно такими же при больших значениях $M_{T_0}^*$, меньших значениях масс планет и различных значениях масс тел.

В работах Фернандеза и Ипа (1981, 1984) рассматривались меньшие зародыши Урана и Нептуна, современные эксцентриситеты орбит планет и другие эксцентриситеты орбит тел. Как и в работах этих авторов, нами получена миграция части тел к орбите Юпитера, убывание большой полуоси орбиты Юпитера и преимущественное возрастание больших полуосей орбит других планет-гигантов. Из-за ограниченности алгоритма, использовавшегося Фернандезом и Ипом, полученный ими выброс тел на гиперболические орбиты был небольшим. В наших вариантах расчетов (рис. 6.9–6.10) масса тел, выброшенных на гиперболические орбиты, на порядок превышала массу тел, вошедших в планеты. В отличие от работ Фернандеза и Ипа, в ряде серий расчетов, кроме гравитационного влияния планет, учитывалось также взаимное гравитационное влияние тел. Получено, что даже при $e_0 = 0,02$ средний эксцентриситет в ходе эволюции достигал 0,2 (рис. 6.9). В отдельные моменты времени суммарная масса тел с большими полуосями $a > 40$ а.е. превышала $0,1M_{\Sigma}^0$, а их средние эксцентриситеты были $\sim 0,6$ (рис. 6.9–6.10).

У 5 % тел, выброшенных на гиперболические орбиты, $e < 1,001$. Юпитер выбрасывал тела на более эксцентричные орбиты, чем Уран и Нептун. Распределение числа выброшенных тел по e и $\sqrt{a(1-e^2)}$ рассматривалось Ипатовым (1989б). В ходе эволюции эксцентриситеты орбит Юпитера и Сатурна достигали, соответственно, $(0,7-4)(10^{-4}M_{\Sigma}^0/m_{\oplus})$ и $(2-6)(10^{-4}M_{\Sigma}^0/m_{\oplus})$, а эксцентриситеты орбит Урана и Нептуна — $(0,001-0,002)(M_{\Sigma}^0/m_{\oplus})$. На основе результатов расчетов получено, что значение эксцентриситета орбиты планеты массы M , гравитационно взаимодействующей с N примерно одинаковыми телами общей массой M_{Σ} , в конце эволюции приближенно можно определять по формуле $e_{пл} \approx e_{ср}^m M_{\Sigma} / (M\sqrt{N})$, если ее начальный эксцентриситет $e_{пл}^0 = 0$, где $e_{ср}^m$ — максимальное значение эксцентриситетов орбит большинства тел в ходе эволюции. Для рассматриваемых дисков $e_{ср}^m \approx 1$. При взаимодействии планеты с одним телом массы m в случае первоначально круговых орбит имеем $e_{пл} \approx e_*(m/M)$,

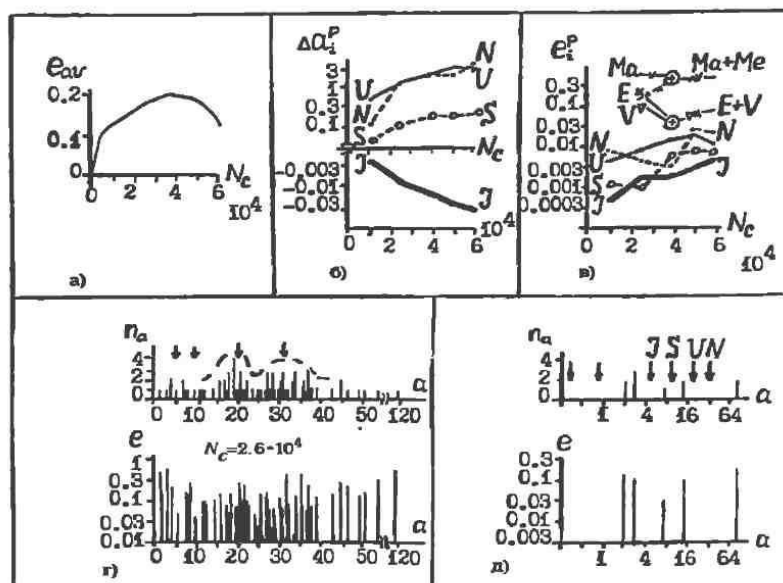


Рис. 6.9. Динамика эволюции диска для варианта В8 (восемь почти сформировавшихся планет и 100 одинаковых тел в зонах Урана и Нептуна). Учитывалось взаимное гравитационное влияние всех тел, а не только планет. Названия планет представлены их первыми латинскими буквами. e_{av} — средний эксцентриситет орбит тел (а), Δa_i^p и e_i^p — соответственно большая полуось и эксцентриситет орбиты планеты (б); a_i^{p0} — исходное значение a_i^p , $\Delta a_i^p = a_i^p - a_i^{p0}$ (б). Через N_c обозначено число сближений тел до радиуса r , рассматриваемой сферы, n_a и e — масса (в массах начальных тел) и средний эксцентриситет орбит тел (включая тела, выпавшие на планеты), большие полуоси a орбит которых лежат в интервале шириной в 0,5 а.е. (г). На рис. (д) представлены массы и эксцентриситеты орбит оставшихся тел. Стрелками помечены положения планет

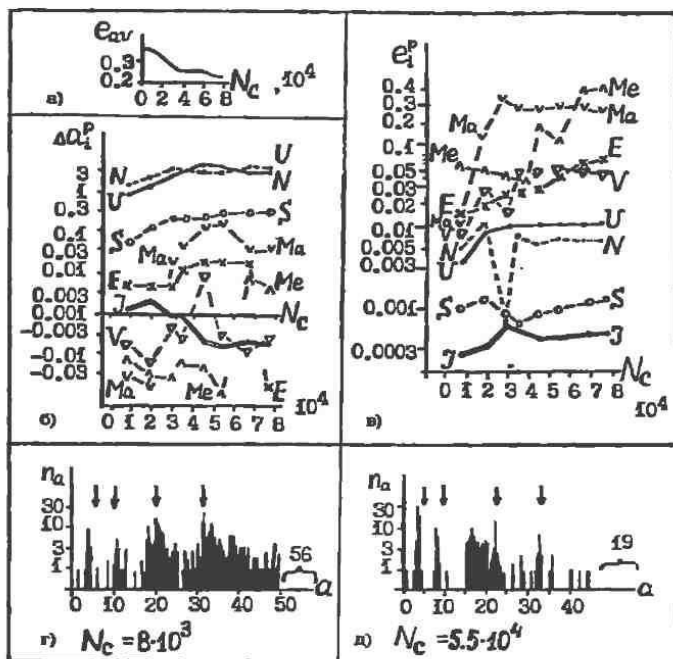


Рис. 6.10. То же, что на рис. 6.9, но для варианта B9, (r) и (d) — распределение масс по a при $N_c = 8 \cdot 10^3$ и $N_c = 5,1 \cdot 10^4$ соответственно. Взаимное гравитационное влияние тел не учитывается

где e_t — эксцентриситет орбиты тела в ходе эволюции. Тот факт, что Нептун имеет наименьший эксцентриситет среди планет-гигантов, может быть связан с тем, что массы наибольших планетезималей в его зоне питания были меньше, чем в зонах других планет-гигантов.

Выводы по главе VI

На основе результатов моделирования эволюции дисков, состоявших из сотен гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца, проведены оценки аккумуляции планет и миграции тел в формирующейся Солнечной системе. Результаты численных расчетов подтвердили ряд результатов, полученных аналитически другими авторами, а также позволили сделать новые космогонические выводы. При исследовании эволюции ряда пространственных дисков исходные тела, в зависимости от значений больших полуосей их орбит, были разбиты на группы. Получено более сильное, чем в работах Дж. Везерилла, перемешивание тел этих групп в ходе эволюции и отмечено, что планетезимали могли войти в состав Земли и Венеры примерно в такой же пропорции по исходным значениям больших полуосей их орбит, как и в первоначальном диске планетезималей. Результаты расчетов свидетельствуют, в частности, в пользу того, что массы зародышей несформировавшихся планет земной группы могли превышать $0,05 m_\oplus$. Без таких зародышей трудно объяснить не только наклон оси вращения, но и период осевого вращения Земли. Формирование основной массы планет земной группы могло происходить за $\sim 10^7$ лет, а отдельные тела могли выпадать на эти планеты через время $\sim 10^8$ лет. Относительно большие эксцентриситеты орбит Меркурия и Марса могли быть обусловлены как влиянием крупных тел в зонах питания планет земной группы, так и влиянием тел, залетающих в зону планет земной группы из зон планет-гигантов.

Исследования миграции тел при формировании планет-гигантов основывались на результатах моделирования эволюции дисков первоначально одинаковых тел, а также дисков, включавших, кроме одинаковых тел, также почти сформировавшиеся планеты. Получено, что суммарная масса тел, выброшенных на гиперболические орбиты из зон планет-гигантов,

на порядок превышала массу твердого вещества вошедшего в планеты. Эти результаты согласуются со значениями начальной массы протопланетного облака $M_N \sim (0,04-0,1) \cdot M_\odot$, принимаемыми многими авторами. Результаты численного моделирования аккумуляции планет указывают на то, что в ядро и оболочку Юпитера могли войти больше льдов и каменистого вещества, чем в любую другую планету. Большое количество воды могло быть доставлено на Землю во время аккумуляции Урана и Нептуна. Суммарная масса тел из зон планет-гигантов, проникавших в зону астероидного пояса, могла достигать десятков масс Земли. Система планет-гигантов расширялась в ходе аккумуляции этих планет. Большая полуось орбиты Юпитера могла уменьшиться на 0,5 а.е. и при этом смещающиеся резонансные области могли очистить большую часть астероидного пояса. Впервые было получено, что зародыши Урана и Нептуна с начальными массами, равными нескольким массам Земли, могли мигрировать из зоны Сатурна, двигаясь все время по слабо эксцентричным орбитам. Аналогичный вывод можно сделать о миграции из зоны Юпитера зародыша Сатурна с массой, равной нескольким десяткам масс Земли. Кроме зародышей Урана и Нептуна, таким же образом могли мигрировать из зон Юпитера и Сатурна в зоны Урана и Нептуна другие, более мелкие объекты. Суммарная масса тел, проникавших за орбиту Нептуна, могла достигать десятков масс Земли. Тот факт, что Нептун имеет наименьший эксцентриситет среди планет-гигантов, может быть связан с тем, что массы наибольших планетезималей в его зоне питания были меньше, чем в зонах других планет-гигантов.

Глава VII

Миграция малых тел к Земле

Введение

В последние годы опубликовано большое число работ, посвященных миграции малых тел в Солнечной системе. Современными источниками пополнения объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ), а также метеоритов, выпадающих на Землю, обычно считаются тела из внутренней части астероидного пояса (в частности, из вековых резонансов ν_5 , ν_6 и ν_{16} (Морбиделли и др., 1994; Ферраз-Меллоу, 1994; Фрешлэ и Морбиделли, 1994; Уиздом, 1985; Фрешлэ и Шолл, 1988, 1989; Фрешлэ и др., 1991; Шолл и Фрешлэ, 1990, 1991), локов Кирквуда (Везерилл, 1985, 1987, 1988 а, 1989 а, б, 1991, 1992; Везерилл и Чепмен, 1988; Ипатов, 1992 а), транснептуновых поясов (Энеев, 1979, 1980; Везерилл, 1991; Ипатов, 1995 ж, 1999 б; и др.), облаков Хиллса и Оорта (Марочник и др., 1989)). Приведенные выше источники перечислены в порядке их удаления от Солнца. Основными источниками считаются астероидный и транснептуновый пояса. Об этих поясах и других источниках ОСЗ говорится в главе I. Остановимся подробнее на некоторых результатах моделирования миграции малых тел в Солнечной системе.

Время жизни астероидов, пересекающих только орбиту Марса, оценивалось Арнольдом (1964, 1965) $\sim (1-3) \cdot 10^9$ лет, а динамическое (до выброса на гиперболическую орбиту или до столкновения с какой-либо планетой) время жизни Гидальго $\sim 3 \cdot 10^5$ лет. Везерилл (1975) и Олссон-Стил (1988) полагали, что динамическое время жизни ОСЗ, пересекающих орбиту Юпитера, $\sim 10^6$ лет. Везерилл (1991) получил, что среднее динамическое время жизни астероида, пересекающего орбиту Земли, $\sim 10^7-10^8$ лет. Объект, пересекающий орбиту Юпитера, выбрасывается на гиперболическую орбиту за время $\sim 10^4-10^5$ лет, а планетами земной группы захватывается только 1 из 500 таких объектов. Из-за учета резонансов с Юпитером, препятствующих тесным сближениям с Юпитером, доля объектов, захватывающихся планетами земной группы, может быть в 10 и даже в 100 раз больше этой оценки. Время «рассоединения» таких объектов с Юпитером оценено Везериллом (1991) в 10^5-10^6 лет. Объекты, взаимодействующие с планетами, часть времени могут находиться в резонансах с этими планетами (Засуев и Пушкарев, 1993; Ипатов, 1979, 1981 а; Крезак, 1994; Милани и др., 1989; Уипл и Шелус, 1993). Например, объект 1985 WA большую часть времени проводит в резонансах 2 : 5, 3 : 8 и 5 : 13 с Юпитером (Милани и др., 1989).

Хан и Бейли (1990) рассматривали эволюцию орбиты Хирона и еще 82 псевдотел, движущихся по орбитам, близким к орбите Хирона, на интервале $\pm 10^5$ лет. За рассмотренный интервал времени изменения большой полуоси a достигали 20–30 а.е., но большинство объектов оставалось на эллиптических орбитах. В одном из вариантов расчетов орбита псевдо-Хирона в течение $4 \cdot 10^3$ лет пересекала орбиту Земли. На основании того, что 4 или 5 объектов (из 83) были выброшены на параболические орбиты за 10^4 лет, предполагается, что половина объектов будет выброшена через $(1,1-1,4) \cdot 10^6$ лет. Эволюция орбит Хирона, Гидальго, объектов P/Schwassmann—Wachmann 1 (SW1) и 1992AD (5145), а также 12 близких орбит для каждого из этих объектов исследовалась Накамурой и Ешикавой (1993).

Бейли и Хан (1992) исследовали эволюцию орбиты объекта 1991 DA путем численного интегрирования уравнений движения на интервале $\sim 2 \cdot 10^5$ лет. Получено, что этот объект избегает тесных сближений с Юпитером и Сатурном. Время до выброса объекта на гиперболическую орбиту оценивалось $\sim (1-3) \cdot 10^6$ лет. Для исследования эволюции 100 пробных тел на орбитах, близких к орбите объекта 1991 DA, Бейли и Ханом (1992) использовался также метод Монте-Карло, основанный на схеме Эпика, и был получен выброс половины тел за $1,4 \cdot 10^6$ лет. Время, в течение которого орбита этого объекта пересекает орбиту Земли, получено Стилом и Ашером (1992), равным 1 %, а Стилом (1993) — 10 % от его времени жизни.

Характерные времена между столкновениями астероидов и времена до попадания астероидов в резонансы исследовались Ботке и др. (1994), Фаринеллой и др. (1993, 1994). Миграция астероидов (в том числе, к орбите Земли) при формировании планет рассматривалась Везериллом (1992), Ипатовым (1993а), Сафроновым и Зиглиной (1991).

Остановимся более подробно, чем в § 10 главы I, на некоторых результатах исследований эволюции орбит тел транснептунового пояса. В последние годы появилось (см. Левисон и Дункан (1997), а также обзоры Дункана и Квина (1993), Фернандеза (1994), Вейсмана (1995), Морбиделли (1999)) большое число работ, посвященных миграции комет и других ледяных тел в современной Солнечной системе. Пладман и Дункан (1990), Торбет и Смолюховский (1990) обнаружили, что, вследствие гравитационного влияния планет-гигантов, орбиты тел, находящихся во внутренней части транснептунового пояса, могут увеличивать эксцентриситеты и начать пересекать орбиту Плутона. В работах Левисона и Дункана (1993), Холмана и Уиздома (1993), Дункана и др. (1995) для различных значений больших полуосей орбит тел исследовались времена, за которые под влиянием планет-гигантов тела приобретали орбиты, пересекающие орбиту Нептуна, или сближались с Нептуном на расстояние, равное радиусу его сферы действия. Дункан и др. (1995) получили, что средняя вероятность того, что транснептуное тело с $a < 50$ а.е. за год покинет пояс, равна $(3-5) \cdot 10^{-11}$.

Морбиделли и Вальсечи (1997) изучали эволюцию орбит тел, пересекающих орбиту Нептуна, (не учитывая влияние других планет-гигантов) и получили, что среди 100 рассмотренных тел за 50 млн лет выжили (т.е. перигелии остались большими 20 а.е. и тела не были выброшены на гиперболические орбиты) 15 тел. Левисон и Дункан (1997) исследовали движение транснептунных тел к орбите Юпитера. Ипатов (1995 ж, 1996 б-г, 1997 а, б, в, 1998 е, ж, и, 1999 б-д, 2000 б-г) и Ипатов и Мардон (1999) изучали движение таких тел до орбиты Земли.

На основе изучения простых аналитических моделей и результатов численного интегрирования Морбиделли и др. (1995) исследовали резонансную структуру транснептунового пояса и изучали эволюцию пяти реальных объектов этого пояса. Малхотра (1995) рассматривала эволюцию транснептунных тел в случае значительных (7 а.е. для Нептуна) изменений больших полуосей орбит планет-гигантов и получила, что при этом половина транснептунных объектов была захвачена на резонансные орбиты (резонансы 3 : 2, 4 : 3, 2 : 1 и др.). Основываясь на модели плоской круговой ограниченной задачи трех тел, Малхотра (1996) изучала динамику тел около основных резонансов с Нептуном.

Столкновительная эволюция объектов транснептунового пояса исследовалась в работах Стерна (1995, 1996а, б), Дэвиса и Фаринеллы (1997). Стерн (1996 б) получил, что при малых эксцентриситетах e тела растут, а при больших e происходит эрозия. При современных эксцентриситетах для транснептунных тел диаметром менее 100 км преобладает эрозия. Стерн и Колвел (1997) и Стерн (1998) моделировали формирование 100–1 000-километровых объектов из 1–10-километровых планетезималей. Было получено, что для формирования таких объектов масса диска M_{Σ} должна была превышать $10m_{\oplus}$ (т.е., быть в десятки раз больше современной), а эксцентриситеты должны быть очень малы (не более 0,002). В случае $M_{\Sigma} \geq 10m_{\oplus}$ Кенйон и Луу (1998) получили опережающий рост («runaway») за 100 млн лет при $e = 0,001$ и за 700–1 000 млн лет при $e = 0,01$. Эти времена больше времени формирования массивного Юпитера, которое не превышает десятков миллионов лет.

Дэвис и Фаринелла (1997) получили, что популяция транснептунных тел диаметром d более 100 км существенно не изменилась за время существования Солнечной системы, так как при относительно небольших скоростях столкновений в этом поясе даже столкновение одинаковых тел не может разрушить тела $d \sim 100-150$ км (около 5 % тел таких размеров участвовали во взаимных столкновениях). Большинство тел диаметром в несколько километров являются осколками столкновений более крупных тел. Тело массой в 100 раз меньшей, чем 100-километровый объект, не может его разрушить, но может изменить его орбитальную скорость на несколько м/с и изменить его большую полуось на $\approx 0,2\% \approx 0,1$ а.е. Такие события могут быть достаточно частыми, чтобы обеспечить достаточный поток тел размером с Хирон. Дэвис и Фаринелла полагают, что большие полуоси осколков, образующихся при столкновении, отличаются на 0,1–1 а.е. от больших полуосей родительских тел. Гравитационное влияние тел во всех цитирувавшихся выше работах не учитывалось.

Дэвис и др. (1997) получили среднюю внутреннюю столкновительную вероятность транснептунных тел равной $1,3 \cdot 10^{-21} \text{ км}^{-2} \text{ лет}^{-1}$. Они считают, что столкновения и гравитационные

взаимодействия примерно с одинаковой эффективностью выбрасывают транснептунные объекты на хаотические орбиты, пересекающие орбиты планет. В главном астероидном поясе доминируют столкновения.

Проблема миграции тел из астероидного и транснептунного поясов к Земле может быть разделена на несколько подпроблем: миграция тел к орбитам планет, миграция тел под влиянием планет к орбите Земли, эволюция орбит тел около орбиты Земли и вероятность их столкновения с Землей. В настоящей главе рассматриваются некоторые стадии процесса миграции малых тел к Земле. В отличие от предшествующих работ, основное внимание уделяется исследованию миграции осколков астероидов через люк Киркуда 2 : 5, а также миграции тел транснептунного пояса. Миграция астероидов из остальных люков и резонансов изучалась ранее Везериллом (1985, 1987, 1988 а, 1989 а, б, 1991, 1992), Ешиковой (1990, 1991), Морбиделли и др. (1994), Уиздомом (1982), Ферраз-Меллоу (1994), Фрешлэ и Морбиделли (1994), Фрешлэ и Шоллом (1988, 1989), Фрешлэ и др. (1991), Шоллом (1992), Шоллом и Фрешлэ (1990, 1991), Франклином (1996), Мищенко и Ферраз-Меллоу (1997) и другими исследователями и здесь не рассматривается. При исследовании вероятностей столкновений астероидов между собой и с Землей, наряду с обычно рассматриваемой моделью фиксированных значений больших полуосей, эксцентриситетов и наклонений орбит, изучается также случай, когда элементы орбит астероидов меняются до столкновений. Результаты настоящей главы опубликованы в (Ипатов, 1980 б, 1988 б, 1992 б, 1993 г-е, 1994 в-е, 1995 а-ж, 1996 а-д, 1997 а-в, д-е, з, 1998 а, в-ж, и; 1999 б-д; 2000 б-д, ж-з, к, л; Ипатов и Мардон, 1999; Ипатов и Хан, 1997 а-г, 1998, 1999; Ипатов и Хенрард, 1996, 1997, 2000.

§ 1. Характерные времена до столкновений и тесных сближений тел диска

При исследовании миграции тел к Земле из астероидного и транснептунного поясов для определения характерных времен до столкновений и тесных сближений небесных тел используются формулы, представленные в настоящем разделе. Эти формулы основаны на формулах (4.3), (4.4) и (4.6), представленных в § 2 главы IV. Ниже, как и в этой главе, через T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^* обозначены характерные времена до столкновения двух тел соответственно для плоской модели, для фиксированного угла Δi между плоскостями орбит тел и для случая, когда Δi меняется от 0 до $\Delta i_{\max}^*$. Для моделей, исследуемых в настоящей главе, рассматриваемые интервалы времени значительно превышают синодический период обращения T_s и изменения орбит за время T_s , в основном, сравнительно невелики. Поэтому, если не оговорено особо, в таблицах и ниже в тексте полученные нами характерные времена до столкновений тел приводятся при $\zeta = 1$ (обозначение ζ см. в § 2 главы IV). Не учитываемые нами изменения элементов орбит тел в ходе эволюции, в основном, уменьшают значения этих времен. Поэтому значения характерных времен до столкновений тел, полученные при $\zeta = 1$, можно рассматривать как мажорантные оценки. Значения T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^* зависят от $k_\zeta = \zeta k_p T_s / k_p$ и одинаковы при различных ζ , T_s , k_p и k_p , для которых $k_\zeta = \text{const}$ (см. § 2 главы IV).

В главе IV приведены формулы характерных времен до столкновений тел. Обозначим через T_2 , T_3 и T_3^* характерные времена до сближений двух тел до радиуса r_s сферы действия. Аналогично формулам для T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^* , имеем:

$$T_2 \approx 2\pi \zeta k_p T_s / (r_s^* k_p), \quad (7.1)$$

$$T_3 \approx 2\pi^2 \zeta k_p \Delta i T_s (r_s^*)^{-2} (k_p)^{-1}, \quad (7.2)$$

$$T_3^* \approx 2\pi^2 \zeta k_p \Delta i_{\max}^* T_s (r_s^*)^{-2} (\eta_i k_p)^{-1}, \quad (7.3)$$

где $k_p = \Delta\varphi / r_s^*$, $r_s^* = r_s / R$, $\Delta\varphi$ — среднее значение суммы углов (в радианах) с вершиной в Солнце, внутри которых расстояние между орбитой первого тела и проекцией второй орбиты на плоскость первой орбиты меньше r_s , T_s — синодический период обращения, R — расстояние тел от Солнца, $\eta_i = 0,5 + \ln(\Delta i_{\max}^* / r_s^*)$. Для диска $\Delta i_{\max}^* \approx 2i_{av}$, где i_{av} — это среднее наклонение и $\Delta i_{\max}^*$ меньше максимального наклонения. Отношение T_3 / T_3^* равно $\eta_i \Delta i / \Delta i_{\max}^*$. В частности, $T_3 / T_3^* = \eta_i / 2$ при $\Delta i = \Delta i_{\max}^* / 2$. Соотношения (7.1)–(7.3) получены для случая, когда аргумент перигелия ω и долгота восходящего узла Ω значительно меняются до сближения.

В отличие от подхода, используемого Эпиком (1951), Арнольдом (1965) и другими учеными, T_3 зависит также от T_s и k_p .

Анализируя времена эволюции плоских дисков, Ипатов (1988 в) получил, что $T_2 \approx 3,5(a/a_\oplus)^{3/2}T_\oplus\zeta/\tau_s^* = 3,5T_r\zeta/\tau_s^*$, где $a_\oplus$ и a — большие полуоси орбит Земли и характерного тела диска, соответственно, а T_r и $T_\oplus$ — периоды обращения вокруг Солнца для a и $a_\oplus$, соответственно. Сравнивая это значение T_2 с формулой (7.1), получаем:

$$T_s k_p / k_\varphi \approx 1,1 T_r / 2. \quad (7.4)$$

При больших эксцентриситетах $k_p \sim 4-5$ и поэтому $T_s^* = T_s/T_r \sim 2-3$ для $\zeta k_p = 1$. В частности, $T_s^* = 2,75$ при $k_p = 5$. Из (7.2)–(7.4) имеем:

$$T_3 \approx 11\zeta\Delta i T_r / (\tau_s^*)^2, \quad (7.5)$$

$$T_3^* \approx 22\zeta i_{av} T_r / \eta_i (\tau_s^*)^2. \quad (7.6)$$

Как отмечалось в § 2 главы IV, вероятность столкновения двух тел, сближающихся до τ_s , равна $k_\theta(\tau_\Sigma/\tau_s)^2$, где $k_\theta = 1 + (v_p/v_r)^2$, τ_Σ — сумма радиусов тел, v_p/v_r — отношение параболической и относительной скоростей тел (при $\Delta i > \tau_s^*$). Используя (7.4), из (4.4) и (4.6) имеем:

$$T_{3c} \approx 11\zeta\Delta i T_r (R/\tau_\Sigma)^2 / k_\theta, \quad (7.7)$$

$$T_{3c}^* \approx 11\zeta\Delta i_{\max}^* T_r (R/\tau_\Sigma)^2 / \eta_i k_\theta. \quad (7.8)$$

При исследовании числа сближений (или столкновений) тел, принадлежащих двум группам (отличающимся, например, характерными массами тел), широко используется модель «частицы в ящике» (Принберг и др., 1978, 1984). В этом случае, если тела обеих групп движутся в одном и том же пространстве объемом V , то число сближений (до τ_s) за время Δt равно $N_3^p = N_k N_l \kappa_{kl} v_r \pi (\tau_s)^2 \Delta t / V$, где N_k и N_l — число тел в группах, v_r — относительная скорость тел, κ_{kl} — доля пар тел двух групп, для которых вероятность сближения не равна 0 ($\kappa_{kl} = 1$, если каждое тело l -й группы может сближаться с телом k -й группы). Представляя число сближений в виде $N_3 = N_k N_l \Delta t / \kappa_{kl} T_3^*$ и используя формулу (7.6), имеем $N_3^p/N_3 = 22\pi v_r i_{av} T_s R^2 \zeta T_r / (\eta_i V)$. В случае, когда средние значения эксцентриситета и наклона (e_{av} и i_{av}), характеризующие V , малы, $V \approx 8\pi R^3 e_{av} i_{av}$. Рассмотрим $\xi = v_r/(e_{av} v_0)$, где $v_0 = 2\pi R/T_r$. Согласно Витязеву и др. (1990, с. 167), $\xi = \sqrt{3/5} \approx 0,77$. Поэтому $N_3^p/N_3 \approx 13\zeta/\eta_i$. Для астероидного и транснептунового поясов $\eta_i \sim 10$. Поэтому, если e_{av} и i_{av} малы, то значения N_3^p и N_3 близки для масс крупнейших астероидов и транснептуновых тел. В этом случае модель «частицы в ящике» близка к рассмотренной нами модели переменного наклона. Отметим, что для $\eta_i = 10$ отношение $N_3^p/N_3 = 1$ при $\zeta = 0,8$.

При τ_Σ , равном 1 м, 1 км и 100 км значения η_i равны, соответственно, 23, 15 и 9. Поэтому для модели переменного Δi характерное время между столкновениями астероидов или транснептуновых тел в 5–10 раз меньше, чем при $\Delta i = \text{const}$. Обозначим через $T_{3\theta}$ характерное время до столкновения двух объектов, полученное по формуле Эпика. Как и T_3 , это время определяется при фиксированном Δi . Так как зависимости T_3 и $T_{3\theta}$ от Δi одинаковы, то, осредняя $T_{3\theta}$ по Δi , получаем $T_{3\theta}^* = T_{3\theta} \Delta i_{\max}^* / (\Delta i \eta_i)$.

§ 2. Миграция тел к орбите Земли из астероидного пояса

В настоящее время тела могут попадать в ловушки Кирквуда и другие резонансные зоны астероидного пояса, поставляющие тела к орбитам Марса и Земли, вследствие взаимных столкновений и гравитационного влияния крупных астероидов. Результаты моделирования эволюции орбиты астероида под влиянием Цереры, полученные методом сфер действия, показывают (Ипатов, 1978 а), что за время существования Солнечной системы изменения большой полуоси орбиты астероида могли достигать нескольких сотых а.е. Причем, если возможны тесные сближения Цереры и астероида, то, чем больше значения разности их больших полуосей, тем больше изменения большой полуоси этого астероида. Согласно данным, приведенным Самойловой-Яхонтовой (1973), масса Цереры составляет $\sim 20\%$ от массы астероидного пояса. В настоящее время масса главного астероидного пояса оценивается

в $m_{\odot}/4000$ ($7,5 \cdot 10^{-10} m_{\odot}$) (Прайс, 1994), т. е. масса Цереры ($4,4 \cdot 10^{-10} m_{\odot}$) может составлять не менее половины массы пояса. Поэтому Церера вносит значительный (по сравнению с другими астероидами) вклад в изменения элементов орбит астероидов. Доля k_r астероидов, попавших из-за гравитационных взаимодействий в резонансы, поставляющие астероиды к Земле, за время T_{ss} существования Солнечной системы (после ее формирования), скорее всего, порядка 0,1. Так как известно более 15 резонансов, которые могут поставлять астероиды к орбитам Марса и Земли (см. § 4 главы 1), то эта доля может быть не очень мала.

Обозначим через N_{ast} общее число астероидов главного пояса, диаметр которых превышает некоторую величину D_0 , а через $1/k_e$ — отношение числа астероидов, попавших в резонансы астероидного пояса, к числу тех из этих астероидов, которые стали ОСЗ. Тогда число астероидов, ставших ОСЗ за время Δt , равно $N_+ = k_r k_e N_{ast} \Delta t / T_{ss}$. Уменьшение числа ОСЗ из-за столкновений с планетами и их выброса на гиперболические орбиты за это время равняется $N_- = N_{NEO} \Delta t / t_d$, где N_{NEO} — число ОСЗ, диаметры которых больше D_0 , t_d — среднее динамическое время жизни ОСЗ. При $D_0 = 1$ км величин $N_{ast} \sim 10^6$ (Бинцель и др., 1991), а $N_{NEO} \geq 10^3$ (Моррисон, 1992). Учитывая, что $t_d \sim 10^7$ лет и $k_r \sim 0,1$, в этом случае получаем $N_+ / N_- \leq 0,2 k_e$, то есть доля ОСЗ, приходящих из астероидного пояса через резонансы, вследствие гравитационного влияния крупнейших астероидов, составляла, вероятно, несколько процентов.

Более эффективным поставщиком тел в локи Кирквуда являются дробления, т. е. тела, приходящие из астероидного пояса, представлены, в основном, осколками астероидов. Даже при фиксированных наклонениях орбит двух астероидов угол Δi между плоскостями их орбит меняется со временем из-за изменений долготы восходящего узла. Поэтому при оценках характерного времени между столкновениями астероидов лучше рассматривать случай переменного Δi . Для астероидов можно приближенно считать, что $k_{\theta} \approx 1$ и $k_{\varphi} \approx 5$.

Ботке и др. (1994) и Дэвис и др. (1997) получили, что среднее значение внутренней столкновительной вероятности P_i (вычисляемой при $r_{\Sigma} = 1$ км) астероидов главного пояса равно $(2,8-2,86) \cdot 10^{-18}$ км⁻²год⁻¹. Используя формулу (4.4) для вычисления T_{3c} , при $R = 2,8$ а.е., $\Delta i = 10^\circ$, $T_s = 10$ годам, $k_{\theta} \approx 1$, $k_{\varphi} \approx 5$ и $\zeta_R = 1$ получаем $P_i = 1/T_{3c} = 8,3 \cdot 10^{-19}$ км⁻²год⁻¹ (при использовании формулы (7.7) получаем значение в 1,3 раза меньше). Это значение в 3,4 раза меньше значения P_i , полученного Ботке и др. (1994) и Фаринеллой и Дэвисом (1992). Большие значения P_i , приведенные этими авторами, связаны с тем, что в этой работе P_i вычисляется не для средних значений e и i , а как отношение суммы вероятностей столкновений различных пар астероидов диаметром $d \geq 50$ км к числу таких пар. Значения P_i , вычисляемые этими авторами, не зависят от размеров астероидов. Значения $P_i^* = 1/T_{3c}^*$ в $\eta_i/2$ раз больше значений $1/T_{3c}$ и (через множитель η_i) зависят от диаметров астероидов. Используя формулу (7.8), при $R = 2,8$ а.е., $k_{\theta} = 1$, $\Delta i_{\max}^* = 20^\circ$ и $\zeta = 1$ получаем P_i^* , равное $7,2 \cdot 10^{-18}$, $4,7 \cdot 10^{-18}$ и $2,8 \cdot 10^{-18}$ км⁻²год⁻¹ для однометровых, однокилометровых и стокилометровых астероидов, соответственно. Последнее значение близко к приведенному выше значению P_i , полученному Ботке и др. (1994). Если мы будем учитывать изменения эксцентриситетов орбит астероидов в ходе эволюции, а также распределение астероидов по большим полуосьям орбит, то, вероятно, получим большие значения P_i^* .

Рассмотрим модель, в которой каждый астероид может столкнуться с $k_N N$ астероидами того же радиуса r , а значения T_{3c}^* одинаковы для всех пар астероидов и обозначены как T_{3c}^* , где N — это общее число астероидов радиуса r ; $k_N = 1$, если каждый астероид может столкнуться с любым другим астероидом. В этом случае время до первого столкновения некоторого астероида с каким-либо другим астероидом равно $T_{cN} = T_{3c}^* / (k_N N)$, а среднее время до момента первого столкновения между собой каких-либо астероидов радиуса r равно $T_{cF} = 2T_{3c}^* / (k_N N^2)$.

В случае столкновений астероидов радиуса r с астероидами меньшего радиуса r' рассмотренные выше времена равны $T_{cN}' = T_{3c}^* / (k_N' N')$ и $T_{cF}' = T_{3c}^* / (k_N' N N')$, где T_{3c}^* — это значение T_{3c}^* для астероидов r и r' (т. е. среднее время до момента первого столкновения этих двух астероидов), $k_N' N'$ — число астероидов r' , которые могут столкнуться с астероидом r ; N и N' — общее число тел r и r' , соответственно. Согласно Фаринелле и Дэвису (1992), $k_N = 0,88$.

Обозначим через s_0 максимальное отношение масс сталкивающихся астероидов, при котором происходит катастрофическое разрушение большего астероида. Пиотровский (1952)

показал, что для астероидного пояса $s_0 \approx 100$. При более поздних исследованиях получены большие значения s_0 . Например, Голт (1969) считал, что s_0 может достигать 10^3 – 10^4 , а в некоторых случаях (вследствие дополнительных разрушений, связанных с эффектами, возникающими из-за волн, отражающихся от ограничивающих поверхностей) даже 10^6 . Донани (1971) предположил, что $s_0 \approx 250(v_c)^2$, где v_c — это скорость столкновения в км/с. Отношение диаметров сталкивающихся астероидов, при котором происходит катастрофическое разрушение обоих астероидов, уменьшается с увеличением диаметра большего астероида (Дэвис и др., 1979). Петит (1993) считает, что $s_0 \sim 10^4$, а крупные тела ($d \geq 100$ км) реакретируются и почти не теряют массу при столкновениях. Значение $s_0 = 10^4$ использовалось также Вильямсом и Везериллом (1994). Результат столкновения зависит также от того, является удар лобовым или скользящим. При $s_0 = 10^3$ и $s_0 = 10^4$ астероид, соответственно, радиуса $r' = 0,1r$ и $r' = 0,056r$ разрушает астероид радиуса r .

Пиотровский (1952) полагал, что $s_0 \approx (v_{ct})^2/(2k_e)$ (где v_{ct} — скорость столкновения), а энергия на единицу массы, необходимая для разрушения цели, $k_e \sim 10^7$ – 10^9 эрг/г, причем меньшее из этих чисел соответствует земному скальному грунту. Жарков и Козенко (1985) считали, что плотность энергии, необходимая для разрушения Фобоса, равна $3 \cdot 10^7$ эрг/см³. Из экспериментов Гоулта следует, что для полного разрушения тела достаточно 10^6 – 10^7 эрг/г. Значения k_e существенно зависят от состава мишени. Железное небесное тело, труднее разрушить, чем каменное, а, тем более, ледяное тело. Хаусен и др. (1991) получили, что k_e минимально (меньше 10^6 эрг/г) при радиусе r_* мишени в несколько километров, довольно быстро увеличивается с увеличением r (при $r > r_*$) и медленно с уменьшением r (при $r < r_*$). Исследования законов дробления планетезималей с учетом скоростей столкновений проводились Баджем и Пеллатом (1993). Эти авторы получили, что энергия, необходимая для разрушения мишени, прямо пропорциональна $(v_{ct})^{0,35}$. При большом соотношении масс сталкивающихся тел на поверхности большего тела образуется кратер. Зоны разрушений при образовании кратера рассматривались, в частности, в (Взрывные кратеры на Земле и планетах, 1968; Высокоскоростные ударные явления, 1973; Титов и др., 1970). Более подробный обзор работ по высокоскоростным столкновениям твердых тел приведен Ипатовым (1981 г) в приложении 5. О некоторых результатах, полученных в последние годы, говорится в § 14 главы I.

В случае $r = 0,5$ км (т. е. при диаметре $d = 1$ км), $\Delta i_{\max}^* = 20^\circ$, $\pi^2 \zeta k_p / (k_v k_e) = 2$, $T_r^* = 2$, $R = 2,8$ а.е., $N = 10^6$, $N' = 10^8$ (т. е. при $r' = 0,1r$ и $N' \propto r'^{-2}$) и $k_N = k'_N = 0,88$ значения T_{CN}^* , T_{CF}^* , T_3^* , T'_{CN} и T'_{CF} , полученные с помощью формулы (4.6), равны, соответственно, $1,6 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{11}$, $3,4 \cdot 10^5$, $4,8 \cdot 10^{17}$, $5,4 \cdot 10^9$ и $5,4 \cdot 10^3$ годам. Если использовать формулу (7.8), то значения этих времен будут в 1,36 раза больше. Ниже, как и в работе (Ипатов, 1995 ж), приводятся значения, полученные с помощью формулы (4.6), но эта разница значений T' не влияет на выводы, сделанные на их основе. При меньших значениях r' (т. е. при больших значениях s_0) значения N' больше, а значения T'_{CN} и T'_{CF} меньше. Например, при $r' = 0,056r$ и $N' \propto r'^{-2}$ число тел, способных разрушить астероиды r , в $10^{2/3} \approx 4,64$ раза больше, а время жизни астероида r в 4,64 раза меньше, чем при $r' = 0,1r$. Времена T'_{CN} и T'_{CF} определены для вспомогательной модели двух типов тел. Если считать, что N и N' — это число астероидов, радиусы которых больше r и r' , соответственно, то в этом случае значения T_{CN} , T_{CF} , T'_{CN} и T'_{CF} будут меньше, чем для этой вспомогательной модели. Для более точных оценок нужно учитывать распределение астероидов по массам, большим полуосям и другим элементам орбит и рассматривать более строгие законы дробления астероидов.

Полагая $N \propto r^{-2}$, получаем, что формулы для вычисления T_{CN} и T'_{CN} не зависят явно от r и $T_{CF} \propto r^2$. Значения η_i больше для меньших масс. Поэтому значения T_{CN} почти одинаковы для тел r и r'' если $N/N'' \propto r^{-\alpha}$, где $\alpha = 1,93$ для $r = 1$ км и $\alpha = 1,89$ для $r = 100$ км, N'' — число тел r'' .

Представленные выше значения T'_{CN} указывают на то, что столкновительное время жизни большинства небольших ($d < 1$ км) астероидов главного пояса не превышает возраст Солнечной системы и большинство мелких астероидов являются продуктами дробления более крупных астероидов. Обзор работ, рассматривавших реконструкцию начального распределения масс в кольце малых планет, приведен Шором (1973).

При $d = 1$ км для рассмотренной выше вспомогательной модели двух типов тел имеем $T'_{CF} = 6 \cdot 10^3$ лет, и поэтому малые тела часто могут попадать в люки Кирквуда. Согласно Везериллу (1989 б), в астероидном поясе имеется 10^6 тел диаметром, большим 10 км. Для $N \propto d^{-2}$ значения T'_{CD} при $d = 10$ км и при $d = 100$ км, соответственно, в 100 и 10^4 раз больше, чем при $d = 1$ км. Осколки могут попадать в люки не при каждом столкновении. Поэтому интервал времени, через который астероиды диаметром в несколько километров попадают в люки, может превышать 10^6 лет. Древний возраст железных метеоритов ($\geq 10^8$ лет) может быть вызван большим интервалом времени между столкновениями крупных астероидов, при которых происходит дробление их железных ядер. Железные осколки астероидов устойчивы при столкновениях и живут дольше каменных.

Многие тела групп Аполлона—Амура проникают далеко в главный астероидный пояс. Поэтому столкновительные времена жизни этих тел не сильно отличаются от соответствующих значений для тел главного пояса. Выше, для вспомогательной модели двух типов тел, эти времена обозначены через T'_{CN} . В случае, когда $N \propto d^{-3}$, времена T_{CN} и T'_{CN} пропорциональны d . Число тел, диаметр d которых превышает некоторую величину D , считается пропорциональным $D^{-\alpha}$. В § 6 главы I отмечается, что $\alpha \geq 3$ для $D \leq 40$ м. Поэтому малые тела (как главного астероидного пояса, так и групп Аполлона—Амура) дробятся гораздо чаще (возможно, на порядки), чем астероиды с $d \sim 1$ км. Например, в случае $s_0 = 10^4$, полагая $N \propto D^{-2}$ при $D > 40$ м и $N \propto D^{-3}$ при $D \leq 40$ м, получаем, что число тел диаметром $d' \geq 0,056$ м, способных разрушить тело $d = 1$ м, в $40/0,056 \approx 700$ раз больше, а столкновительное время жизни в 700 раз меньше, чем в случае, когда $N \propto D^{-2}$ при любых D . Для модели двух типов тел диаметром $d = 1$ м и $d' = 0,056$ м при $N \propto D^{-2}$ имеем $T'_{CN} = 1,4 \cdot 10^9$ лет. Поэтому, если, как указано выше, α меняется при $D = 40$ м, то время жизни тела с $d = 1$ м не превышает $2 \cdot 10^6$ лет.

Считается, что число ОСЗ диаметром $d > 1$ км примерно в 10^3 раз меньше числа астероидов того же размера в главном астероидном поясе. Поэтому при рассмотрении столкновений между ОСЗ значения T_{CN} и T'_{CN} примерно в 10^3 раз, а значения T_{CF} и T'_{CF} примерно в 10^6 раз больше значений, полученных для астероидов главного пояса, и вероятность таких столкновений сравнительно мала. Те ОСЗ, которые пришли из транснептунового пояса и являются, вероятно, в основном ледяными, могут быть раздроблены при столкновениях с меньшими телами, чем каменные или железные тела. Такие ледяные объекты могли разрушаться на всем их пути из транснептунового пояса. Вероятно, доля сравнительно небольших ледяных тел, выпадающих на Землю, (среди всех типов тел таких же размеров) больше, чем доля однокилометровых ледяных тел.

Приведенные выше оценки частоты столкновений астероидов получены для вероятностного метода выбора пар сближающихся объектов. При использовании детерминированного метода (см. приложение 1) частота столкновений объектов может быть в несколько раз больше, а характерные времена до катастрофических разрушений тел могут быть в несколько раз меньше оценок, полученных выше с помощью вероятностного метода. Отношение этих характерных времен, полученных с помощью детерминированного и вероятностного методов, может быть меньше 0,1, если использовать формулу для вычисления T_{3c} , полученную при фиксированных значениях a , e и Δi . Приведенные выше оценки характерных времен до разрушений тел основаны на значениях T_{3c}^* , при определении которых учитываются изменения Δi до столкновения. Поэтому в данном случае это отношение времен будет ближе к 1, чем при фиксированных значениях Δi . При $s_0 = 10^4$ значения T'_{CN} почти в 5 раз меньше соответствующих значений T'_{CN} , полученных выше при $s_0 = 10^3$ (т. е. при $r' = 0,1r$). Поэтому времена жизни астероидов диаметром $d \sim 1$ км (для которых энергия, необходимая для разрушения 1 г вещества, минимальна (Хаусен и др., 1991)) могут быть на порядок (или даже в десятки раз) меньше значений T'_{CN} , полученных выше при $r' = 0,1r$.

Для выяснения того, какой (вероятностный или детерминированный) метод выбора пар сталкивающихся астероидов в диске лучше моделирует реальную эволюцию, нужно провести численное интегрирование уравнений движения задачи N тел при больших N на больших интервалах времени и сравнить полученные характерные времена между последовательными столкновениями тел с аналогичными временами, полученными при использовании вероятностного и детерминированного методов. Для простоты моделирования сначала можно

рассмотреть модель, когда условные тела больших размеров движутся по орбитам, не меняющимся со временем.

Для рассмотренной выше модели двух типов тел, при $d = 1$ км, мы получили $T'_{cN} \approx 6 \cdot 10^9$ лет. Учет перечисленных выше факторов может уменьшить оценку времени жизни такого астероида до $\sim 10^8$ лет. Отметим, что Ботке и др. (1994), в зависимости от принятых законов разрушения получили время жизни такого астероида немного меньше 10^8 лет (рис. 4 (а) в работе Ботке и др. (1994)) или $\sim 3 \cdot 10^6$ лет (рис. 5 (а) в этой же работе).

Фаринелла и др. (1993) получили, что время жизни тела с $d = 50$ км равно $2 \cdot 10^9$ лет, если в астероидном поясе имеется $N' = 3 \cdot 10^5$ тел, способных его разрушить. При таком значении N' , аналогично нашим вычислениям значения T'_{cN} , приведенного выше для $d = 1$ км, получаем время жизни пятидесятикилометрового тела равным $1,2 \cdot 10^9$ лет.

§ 3. Миграция транснептуновых объектов вследствие их взаимного гравитационного влияния

На основе результатов моделирования эволюции орбит гравитирующих тел методом сфер действия, Ипатов (1980 б, 1988 б, 1995 а, 1997 в, 1998 и) изучал роль взаимного гравитационного влияния различных тел транснептунового пояса. Фернандез (1980) и Ип и Фернандез (1997) при исследовании гравитационного влияния тел пояса использовали схему Эпика и брали сферы, меньшие сферы действия, и тем самым занижали это влияние. Фернандез (1980) интересовался только изменениями перигелиев орбит тел и провел свои расчеты, когда еще не были известны массы тел транснептунового пояса. Ип и Фернандез (1997) исследовали гравитационное влияние тел транснептунового пояса только на эволюцию орбит тел, находящихся в резонансе 3 : 2 с движением Нептуна.

1. Расчеты эволюции орбит нескольких гравитационно взаимодействующих объектов

Ипатов (1980 б, 1988 б) численно исследовал эволюцию орбит двух, трех и четырех одинаковых небесных объектов, массы которых равнялись массе Плутона m_p . Первоначально эти объекты двигались по близким круговым орбитам. Исследования эволюции орбит трех таких объектов были начаты по предложению Т. М. Энсева, предположившего, задолго до открытия первых транснептуновых объектов, что Плутон мог прийти к орбите Нептуна со слабо эксцентричной орбиты в транснептунном поясе.

Эволюция орбит трех объектов с массами $m = 7,5 \cdot 10^{-9} M_\odot$ (где $M_\odot$ — масса Солнца), близкими к массе Плутона, (в настоящее время оценки m_p немного меньше) за время $4 \cdot 10^5$ оборотов объектов ($\sim 10^8$ лет при $a \approx 50$ а.е.) рассматривалась путем численного интегрирования уравнений движения плоской задачи четырех тел. Начальные орбиты объектов считались круговыми. При интегрировании уравнений движения использовался метод BULSTO Булирша—Штера (1966) экстраполяции с переменным шагом. Полученные при расчетах графики зависимостей элементов a , e и π орбит от числа N_r оборотов первой МТ вокруг Солнца представлены на рис. 7.1. Исходные значения угла между фиксированной осью Ox и направлениями на объекты в подписи к этому рисунку обозначены через φ_1^0 , φ_2^0 и φ_3^0 . При $N_r = 2 \cdot 10^5$ максимальный эксцентриситет в ходе эволюции превысил 0,04, а перигелийное расстояние одного из объектов уменьшилось с 50 до 45 а.е. (рис. 7.1 (а)). Из-за тесных сближений объектов конкретный вид графиков изменений элементов орбит объектов, полученных при расчетах, может зависеть от точности ϵ_r интегрирования на шаге (рис. 7.1 (а)—(в)). Однако тенденции и пределы изменений элементов орбит примерно одинаковы при рассмотренных значениях $\epsilon_r \in [10^{-9}, 3 \cdot 10^{-7}]$. Точность сохранения интегралов движения при таких расчетах исследовалась Ипатовым (1988 б, г).

В ряде случаев в течение длительного интервала времени орбиты трех эволюционирующих объектов были такими, что максимальный эксцентриситет $e_{\max}$ почти не возрастал (см. рис. 7.1 (а) при $N_r > 2 \cdot 10^5$). Чем больше число рассматриваемых объектов, тем меньше интервал времени, в течение которого происходит такая «стабилизация» орбит.

Отметим, что в случае двух гравитационно взаимодействующих объектов с массами, близкими к массе Плутона, максимальные эксцентриситеты не превышали 0,02 при пер-

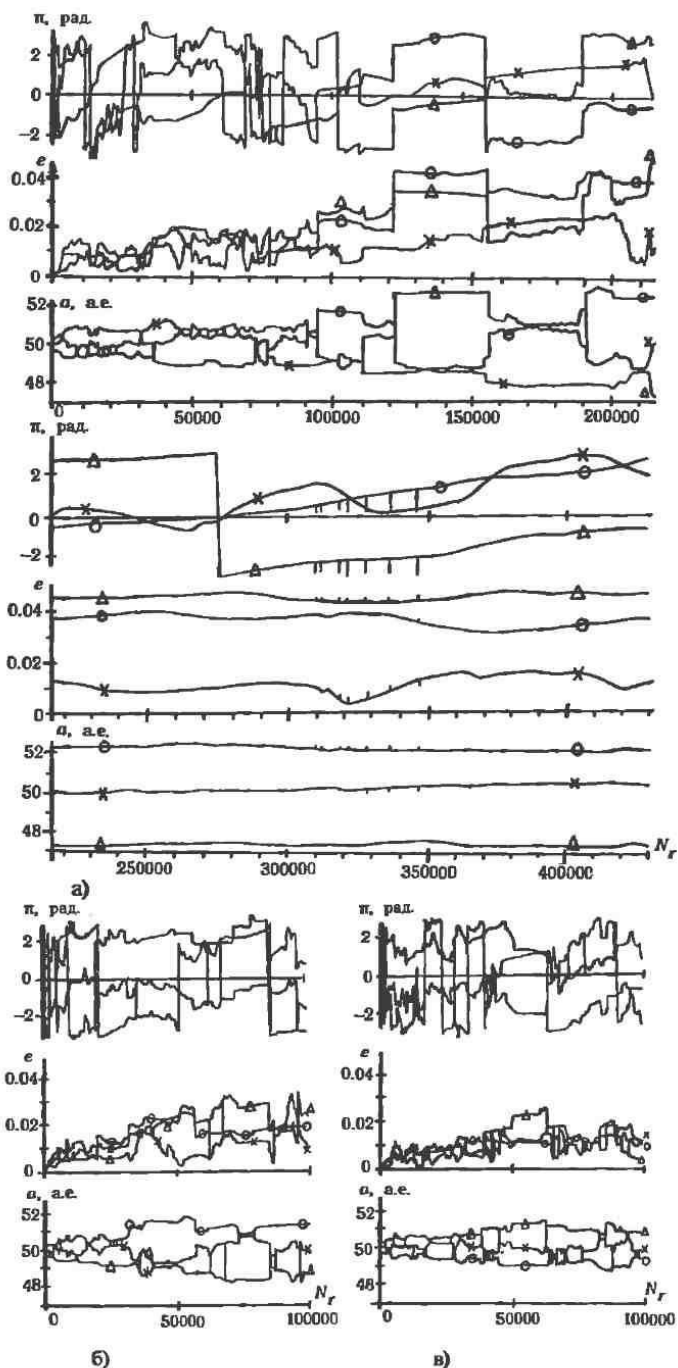


Рис. 7.1. Зависимости элементов орбит a , e и π трех гравитационно взаимодействующих объектов от числа N_r оборотов первого объекта вокруг Солнца. Исходные данные: $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 7,5 \cdot 10^{-9}$, $a_1^0 = 50$ а.е., $a_2^0 = 50,3$ а.е., $a_3^0 = 49,7$ а.е., $e_1^0 = e_2^0 = e_3^0 = 0$, $\varphi_1^0 = 2$, $\varphi_2^0 = 4$, $\varphi_3^0 = 6$ рад. Результаты получены путем численного интегрирования уравнений движения плоской задачи четырех тел при: (а) $\varepsilon_r = 10^{-8}$; (б) $\varepsilon_r = 3 \cdot 10^{-7}$; (в) $\varepsilon_r = 10^{-9}$.

воначально круговых гелиоцентрических орбитах и $2e_0$, если максимальный начальный эксцентриситет $e_0 > 0,02$.

На больших интервалах времени эволюция орбит трех объектов с массами $m \approx m_{\text{pl}}$ для ряда исходных данных исследовалась методом сфер действия (Ипатов, 1980 б). В варианте расчетов, представленном на рис. 7.2, получен рост e_{max} до 0,1, 0,2 и 0,4, соответственно, за 10^6 , $3 \cdot 10^6$ и 10^7 оборотов объектов вокруг Солнца. Если большие полуоси исходных орбит этих объектов близки к 50 а.е., то при этом минимальное перигелийное расстояние r_{π}^{min} равнялось 45, 30 и 15 а.е., соответственно. Для ряда других вариантов расчетов получен меньший рост e_{max} . Учет взаимного гравитационного влияния объектов вне сфер действия может увеличить скорость роста e_{max} . В используемом алгоритме (см. § 1 главы IV) положения объектов на орбитах в момент их входа в сферу действия определялись с помощью датчика псевдослучайных чисел и не зависели от их исходных положений на орбитах. Поэтому значения φ_1^0 , φ_2^0 и φ_3^0 в подписи к рис. 7.2 не приводятся.

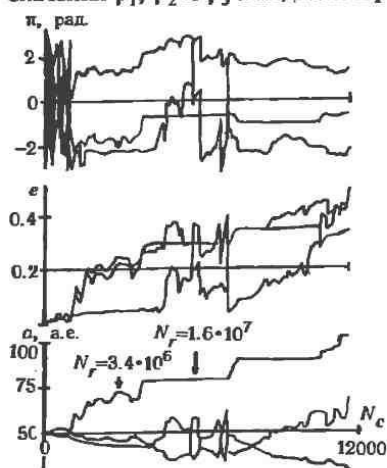


Рис. 7.2. Результаты исследований методом сфер действия изменений со временем элементов орбит трех гравитационно взаимодействующих объектов. По оси абсцисс отложено число сближений N_s до радиуса соответствующей сферы действия. Исходные данные: $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 10^{-8}$, $a_1^0 = 50$ а.е., $a_2^0 = 50,1$ а.е., $a_3^0 = 49,9$ а.е., $e_1^0 = e_2^0 = e_3^0 = 0,005$, $\pi_1^0 = 1$, $\pi_2^0 = 3$, $\pi_3^0 = 2$ рад

Если считать, что направления на перигелии за время между сближениями объектов до r_{sa} подвергаются случайным возмущениям (источником таких возмущений могут служить, например, вековые возмущения планет), то рост e_{max} ускоряется (Ипатов, 1980 б).

2. Эволюция эксцентриситетов орбит транснептуновых объектов

В отличие от результатов расчетов, представленных в § 3.1, реальный транснептуновый пояс не является плоским, а массы транснептуновых объектов меньше массы Плутона m_{pl} . Однако число этих объектов велико. На основании приведенных выше результатов расчетов для трех объектов и зависимости изменения среднего эксцентриситета e_{av} от числа объектов N , можно получить, что для 100 объектов с массами $m = m_{\text{pl}}$ при $40 \text{ а.е.} \leq a \leq 60 \text{ а.е.}$ и среднем наклоне $i_{av} = 10^\circ$ средний эксцентриситет e_{av} возрастает до 0,2 за время существования Солнечной системы.

Для первых 40 наблюдаемых транснептуновых объектов средний эксцентриситет $e_{av} \approx 0,12$, среднее наклонение $i_{av} \approx 7^\circ$, средняя большая полуось $a_{av} \approx 40,5$ а.е., а $\kappa \approx 0,79$, где κ — отношение числа пар пересекающихся орбит (в проекции на плоскость Лапласа) к числу всех

В течение некоторого интервала времени большая полуось орбиты одного из объектов почти не менялась (рис. 7.2). В этом случае афелий второго объекта был близок к перигелию третьего объекта и сумма углов с вершиной в Солнце, внутри которых расстояние между объектами меньше радиуса сферы действия r_{sa} , для этой пары объектов значительно больше, чем для двух других пар (Ипатов, 1980 б). Поэтому вероятности сближений до r_{sa} второго и третьего объектов значительно превышали вероятности их сближений с первым объектом. Кроме того, внутри сферы действия относительные скорости сближающихся объектов в случае «постоянной» и «переменной» орбит значительно больше (а, значит, изменения элементов орбит меньше), чем в случае, когда оба объекта движутся по «переменным» орбитам.

При исследовании эволюции орбит четырех объектов Ипатов (1980 б) получил более быстрый, чем для трех объектов, рост e_{max} и уменьшение r_{π}^{min} . При одних расчетах массы всех четырех объектов равнялись m_{pl} , а при других — массы двух объектов были близки к m_{pl} , а массы двух других объектов были в несколько раз меньше. Большие полуоси соседних, первоначально почти круговых, орбит отличались на 0,1 %. В вариантах расчетов эволюции орбит четырех одинаковых объектов рост e_{max} до 0,1 и 0,2 был получен за $4 \cdot 10^5 - 10^6$ и $2 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^6$ оборотов объектов вокруг Солнца, соответственно. Число сближений до r_{sa} при этом было порядка 1000–2000 и 1500–7000, соответственно.

пар орбит. Для первых 186 наблюдаемых транснептуновых объектов $e_{av} \approx 0,10$, $i_{av} \approx 8,5^\circ$, $a_{av} \approx 43,6$ а.е., причем эти средние значения равны $0,09$, $8,1^\circ$ и $42,4$ а.е. для 181 объекта с $a \leq 50$ а.е. и равны $0,58$, $22,9^\circ$ и $86,9$ а.е. для 5 объектов с $a > 50$ а.е. Для первых 17 транснептуновых объектов с $a > 50$ а.е. имеем $e_{cp} = 0,59$ и $i_{cp} = 20^\circ$. Характерные массы m_{tn} наблюдаемых транснептуновых объектов считаются равными $5 \cdot 10^{-12} M_\odot$. Это значение m_{tn} соответствует радиусу объекта $r = 106$ км и плотности $\rho = 2$ г/см³ или $r = 134$ км и $\rho = 1$ г/см³. Дживит и др. (1996) считают, что имеется $N \approx 7 \cdot 10^4$ объектов диаметром $d \geq 100$ км на расстоянии 30–50 а.е. Поэтому $\kappa N \approx 5,6 \cdot 10^4$ и $m_{tn} N \approx 0,12 m_\oplus$, где $m_\oplus$ — масса Земли.

При $\rho = 1$ г/см³ и $d = 100$ км имеем $m = 2,6 \cdot 10^{-13} M_\odot$. Для $m_{pl} = 5 \cdot 10^{-12} M_\odot$, $\eta_i \approx 0,5 + \ln(2i_{av}/r_s^*) \approx 9,2$ при $i_{max}^* = 2i_{av} = 10^\circ$ и $\eta_i \approx 9,6$ при $i_{max}^* = 15^\circ$. Для сферы действия $r_s^* = r_s/R \approx (m/M_\odot)^{0,4} = 3 \cdot 10^{-5}$ при $m = 5 \cdot 10^{-12} M_\odot$ и $r_s^* = 9 \cdot 10^{-6}$ при $m = 2,6 \cdot 10^{-13} M_\odot$.

При $a = 40$ а.е., Δi , меняющемся от 0 до 15° , и $m_{tn} = 5 \cdot 10^{-12} M_\odot$ для сближений до сферы действия получаем $T_3^* = 8,6 \cdot 10^{10}$ лет и $T_3^*/(\kappa N) \approx 1,5 \cdot 10^6$ лет. При рассмотрении орбит первых 42 обнаруженных транснептуновых объектов имеем $T_\Sigma = 1/(\sum_{i=1}^{42} 1/T_3^{(i)}) = 7 \cdot 10^{10}$ лет. Поэтому

за время T_{ss} существования Солнечной системы (после ее формирования) транснептуновый объект диаметром $d \geq 100$ км в среднем принимает участие в 3 000 тесных сближениях (до r_{sa}) с другими такими же объектами.

Для диска, состоящего из N одинаковых объектов m_1 , Ипатов (1994 а, 1995 а) (см. также § 2.1 главы V) получил, что скорость изменения e_{av}

$$\Delta e_{av}/\Delta t' \approx de_{e+} \kappa N (r_s^*)^2 \eta_i / 40 i_{av}, \quad (7.9)$$

где de — это среднее изменение эксцентриситета e при одном сближении до r_s ($de \sim 10^{-5}$ для типичных масс и орбит наблюдаемых транснептуновых объектов и $r_s = r_{sa}$), de_{e+} — это отношение суммы изменений e при различных сближениях к сумме абсолютных значений этих изменений ($de_{e+} = 1$, если эксцентриситеты растут при всех сближениях). Для транснептунового и астероидного поясов приближенно можно считать, что $de \propto m^{1/2}$, где m — масса большего из двух сближающихся тел (это соотношение выполняется при $e_{av} \geq 50h_1$, где $h_1 = (m_1/3M_\odot)^{1/3}$ и $50h_1 \approx 0,07$ при $m_1 = 7,5 \cdot 10^{-9} M_\odot$). Поэтому $\Delta e_{av} \propto N(m_1)^{1/2} \eta_i / i_{av} \approx M_\Sigma(m_1)^{1/2} \eta_i / i_{av}$ (где m_1 — масса одного из объектов и $M_\Sigma = N m_1$) и при одновременном увеличении M_Σ в 10 раз и уменьшении m_1 в 10^3 раз мы получаем почти такие же изменения e_{av} . Если рассматривать эволюцию диска, состоящего из одинаковых тел с массами $m_1 \sim 5 \cdot 10^{-12} M_\odot$, то рост e_{av} до 0,1 и i_{av} до 4° происходит за время существования Солнечной системы при массе диска M_Σ , равной нескольким массам Земли. Если в диске имеются более крупные тела, то такой рост e_{av} и i_{av} происходит при меньших значениях M_Σ . Используя формулу (7.9), при современных значениях e_{av} и i_{av} для транснептуновых тел мы оценили изменение среднего эксцентриситета 70 000 одинаковых тел с массами $m = 5 \cdot 10^{-12} M_\odot$ за время T_{ss} как 10^{-3} . Аналогичные выводы о невозможности роста среднего эксцентриситета транснептуновых тел при их современной суммарной массе были сделаны (Ипатов, 1995 а) на основе результатов расчетов эволюции орбит трех объектов с массами Плутона.

Во время формирования планет-гигантов более 10 % планетезималей из зон питания Урана и Нептуна проникали глубоко за орбиту Нептуна (см. § 4 главы VI). На основании результатов расчетов эволюции дисков планетезималей, Ипатов (1987 б) полагал, что планетезимали, залетавшие из этих зон питания в транснептуновый пояс, могли вынести часть «местных» тел пояса и увеличить эксцентриситеты орбит других «местных» тел. Небольшая часть этих планетезималей осталась за орбитой Нептуна, в основном, на сильно эксцентричных орбитах. Суммарная масса тел, первоначально находившихся в зоне 40–60 а.е., могла превышать $10 m_\oplus$. Эти «местные» тела первоначально двигались по слабо эксцентричным орбитам. Средние эксцентриситеты орбит планетезималей из зон Урана и Нептуна, приобретавших $a > 40$ а.е., равнялись 0,6. Ипатов (1987 б, 1988 в) предположил, что в настоящее время могут существовать тела, пересекающие орбиту Нептуна и движущиеся по сильно наклоненным орбитам ($i > 0,2$ рад). Отметим, что для орбиты объекта 1996 TL66 $a = 85$ а.е., $e = 0,6$ и $i = 24^\circ \approx 0,4$ рад.

3. Эволюция больших полуосей орбит транснептуновых объектов

Результаты расчетов многократных сближений (до радиуса сферы действия) двух тел, движущихся вокруг Солнца, (см. § 7 главы IV) показали, что для плоской модели при сближении двух тел среднее изменение da большой полуоси a орбиты меньшего тела при одном сближении порядка $10^{-4}a$, если масса большего тела равна $5 \cdot 10^{-12}M_{\odot}$, а $e = 0,05$. Для пространственной модели значения da/a могут быть меньше в 2–5 раз, чем для плоской модели. Для средних наклонений, эксцентриситетов и масс наблюдаемых транснептуновых объектов отношения $da/a \sim (1-3) \cdot 10^{-5}a$. Среднее изменение da_{Σ} большой полуоси орбиты тела, находящегося в середине транснептунового пояса, вероятно, пропорционально корню квадратному из числа сближений N_{en} ($da_{\Sigma} \sim da \cdot (N_{en})^{1/2}$) и не превышает 0,1 а.е. за время существования Солнечной системы T_{ss} . Как отмечается в § 3.2, за это время каждое тело примерно 3000 раз сближается с телами, массы которых порядка масс наблюдаемых объектов. При взаимодействии двух тел разность больших полуосей их орбит имеет тенденцию к увеличению (пока не достигнет $\sim a \cdot e$). Поэтому для тел, принадлежащих внутреннему краю транснептунового пояса, da_{Σ} может быть ближе к $da \cdot N_{en}$, чем к $da \cdot (N_{en})^{1/2}$ и за время T_{ss} большие полуоси орбит многих тел, находящихся во внутренней части транснептунового пояса, могли уменьшиться более, чем на 1 а.е. Часть этих тел могла перейти на орбиты, пересекающие орбиту Нептуна, и покинуть транснептуновый пояс. Известно (Дункан и др., 1995), что зона ($36 \text{ а.е.} < a < 39 \text{ а.е.}$, $i \leq 15^\circ$, $e \leq 0,05$) динамически стабильна за T_{ss} , однако тел в этой зоне не обнаружено. Наши результаты показывают, что некоторые тела могли покинуть эту зону из-за взаимодействий с крупными транснептуновыми телами.

Ипатов (1995а) (см. также § 7 главы IV) получил, что $da \propto m^{1/2}$ при $e \geq 50(m/M_{\odot})^{1/3}$. Поэтому изменения a для тел с массами $m \sim 5 \cdot 10^{-12}M_{\odot}$ за $N_{сбл} = 3 \cdot 10^3$ сближений до радиуса r_{sa} сферы действия будут такого же порядка, что и для тел с массами порядка массы Плутона при $N_{сбл} = 100$. Наши расчеты эволюции трех и четырех одинаковых гравитирующих тел с массами, равными массе Плутона, показали, что за 100 сближений до r_{sa} для некоторых тел изменения a достигали 0,5 а.е., а при некоторых «прыжках» — даже 10 а.е.

За время T_{ss} тело, пересекающее орбиту Плутона, в среднем несколько раз входит в сферу действия этой планеты. Характерное изменение a при одном таком сближении $\sim 0,04$ а.е., а суммарное изменение a за T_{ss} из-за тесных сближений с Плутоном порядка 0,1 а.е.

Наши результаты исследований эволюции орбит гравитирующих материальных точек с массами $m \sim (10^{-9}-10^{-8})M_{\odot}$ при $e \approx 0,05-0,2$ и $\Delta i = 0$ показали (Ипатов, 1978а, 1979а, б, 1980 б), что примерно за $N_{en}^* \sim 10^3-10^4$ сближений до r_{sa} происходит такое очень тесное сближение, при котором $da \sim a \cdot e$. Разность значений a двух сближающихся тел может менять знак при таких сближениях. В частности, два тела с одинаковыми массами могут обмениваться значениями a . Основываясь на результатах расчетов при $\mu = m/M_{\odot} \sim 10^{-9}-10^{-5}$, мы оценили, что $N_{en}^* \sim 10^4-10^5$ при $\mu \sim 5 \cdot 10^{-12}$. Если для пространственной модели отношение числа сближений до r_{sa} к числу таких прыжков a такого же порядка, как и для плоской модели, то получаем, что за время T_{ss} большая полуось примерно одного из десяти транснептуновых объектов может совершить такой прыжок. Большинство таких очень тесных сближений объектов пояса Эджеверса—Койпера не заканчивается их столкновениями, объекты могут значительно (даже на несколько а.е.) менять большие полуоси своих орбит, и некоторые объекты могут мигрировать из середины пояса в его внутреннюю часть.

За время существования Солнечной системы большинство тел с эксцентриситетами $e > 0,1$ могло мигрировать из внутренней части транснептунового пояса к орбите Нептуна. Вероятно, средние эксцентриситеты орбит тел пояса обычно больше при больших расстояниях от Солнца, а наиболее массивные тела имеют в среднем меньшие эксцентриситеты. Для некоторых тел пояса, даже при больших a , эксцентриситеты могут быть достаточно велики, чтобы при сравнительно небольших изменениях элементов орбит эти тела могли достигнуть орбиты Нептуна. Из-за гравитационного влияния наиболее крупных тел транснептунового пояса, отдельные тела из центральной и внешней частей пояса могут мигрировать ко внутреннему краю пояса, а некоторые тела могут переходить на орбиты, эксцентриситеты которых со временем значительно возрастают под влиянием планет-гигантов.

Основную роль в миграции тел из внутренней части пояса к орбите Нептуна, вероятно, играет гравитационное влияние планет-гигантов.

Исследуя миграцию тел при формировании планет-гигантов, Ипатов (1993 а) получил, что под влиянием планетезималей из зон Урана и Нептуна, мигрировавших внутрь Солнечной системы, большие полуоси орбит зародышей Урана и Нептуна могли значительно возрасти. При этом эксцентриситеты орбит этих зародышей оставались небольшими. В случае транснептуного пояса аналогичный механизм обмена мигрирующих тел угловыми моментами может приводить к тому, что самые крупные тела, двигавшиеся первоначально по слабо эксцентричным орбитам во внутренней части транснептуного пояса, за время существования Солнечной системы увеличили большие полуоси своих орбит. В этом случае самые крупные тела должны находиться в середине транснептуного пояса.

4. Вероятности столкновений транснептуных объектов

Стерн (1995, 1996 б) исследовал вероятности столкновений тел различных масс в современном транснептуном поясе. При этих вычислениях он использовал приближение «частица в ящике». Нами использовался другой подход для вычисления этих вероятностей (см. § 1) и рассматривался также случай, когда наклонения орбит не были фиксированы, а менялись в ходе эволюции.

Для наблюдаемых транснептуных тел отношение $\tau_{sa}/\tau_{\Sigma} \sim 1000$ и поэтому при их сближении до радиуса r_{sa} сферы действия вероятность столкновения обычно не превышает 10^{-6} . Например, в случае $a = 40$ а.е. при $\rho = 2$ г/см³ для столкновения объекта с массой $m = 5 \cdot 10^{-12} M_{\odot}$ с меньшим телом отношение $\tau_{sa}/\tau_{\Sigma} \approx 1700$, а при $\rho = 1$ г/см³ и $m = 2,6 \cdot 10^{-12} M_{\odot}$ ($d = 100$ км) получаем $\tau_{sa}/\tau_{\Sigma} \approx 1100$.

Используя формулы, представленные в § 1, получаем, что $T_{3c}^* = 5,8 \cdot 10^{16}$ лет и $T_{3c}^*/(\kappa N) \approx 10^{12}$ лет для $a = 40$ а.е., Δi , меняющегося от 0 до 15°, $\tau_{\Sigma} = 200$ км, $\kappa N = 56000$ и $m = 5 \cdot 10^{-12} M_{\odot}$. Для 42 первых обнаруженных транснептуных объектов получаем $T_{3c} = 1/\left(\sum_{i=1}^{42} 1/T_{3c}^{(i)}\right) = 10^{17}$ лет. Поэтому вероятность столкновения объекта диаметром $d \geq 100$ км с другим таким объектом в течение времени T_{sa} существования Солнечной системы (после ее формирования), полученная на основе T_{3c} и T_{3c}^* , равняется 0,003 и 0,005, соответственно. Если число объектов с $d \geq 10$ км в 100 раз больше, чем с $d \geq 100$ км, то $T_{3c}^*/(\kappa N) \sim 3 \cdot 10^{10}$ лет и вероятность столкновения объекта с $d \geq 100$ км с некоторым объектом с $d \geq 10$ км в течение T_{sa} приблизительно равна 0,15. Стерн (1995) получил, что характерное время до столкновения 100 км тела с 10 км телом порядка $\sim 10^{10}$ лет для $a = 40$ а.е., $e = 0,2$ и $i = 6^\circ$.

Средняя внутренняя столкновительная вероятность P_i (то есть, средняя вероятность столкновения тел диаметром $d = 1$ км), соответствующая T_{3c}^* , равняется $4 \cdot 10^{-22}$ км⁻²год⁻¹ для $d = 200$ км и $6,4 \cdot 10^{-22}$ км⁻²год⁻¹ для $d = 1$ км. Значение P_i , соответствующее T_{3c} , равняется $2,5 \cdot 10^{-22}$ км⁻²год⁻¹. Для сравнения Дэвис и др. (1997) для транснептуных объектов получили $P_i = 1,3 \cdot 10^{-21}$ км⁻²год⁻¹.

Вышеупомянутые оценки были сделаны для вероятностного подхода, когда пара сталкивающихся тел выбиралась пропорционально вероятности их столкновения. Фактические характерные времена между столкновениями и близкими сближениями могут быть в несколько раз меньше, чем для вероятностного подхода (Ипатов, 1993 а).

Значения характерного времени T_c до столкновения тела диаметром $d \geq D$ с каким-либо телом $d \geq D_2$ для пояса Эджеверса—Койпера (ПЭК) на порядок величины больше значений T_c , полученных при тех же значениях α (число тел с $d > D$ пропорционально $D^{-\alpha}$) и $s_0 = (D/D_2)^3$ для главного астероидного пояса (ГАП). Энергия столкновения пропорциональна квадрату относительной скорости v_c столкновения. Для небольших тел v_c почти не зависит от масс тел и $v_c \propto (e^2 + \sin^2 i)/a$. В ПЕК значения a примерно в 15 раз больше, а $(e^2 + \sin^2 i)$ в 2 раза меньше, чем в ГАП. Соответственно, v_c^2 примерно в 30 раз меньше, и при том же составе двух сталкивающихся тел отношение s_0 , необходимое для разрушения большего тела, в 30 раз больше, чем для ГАП. Если v_c существенно зависит от масс тел, то отмеченная выше разница значений s_0 для ПЭК и ГАП меньше 30. Так как гораздо легче разрушить ледяные транснептуные тела, чем скалистые астероидные тела, то для транснептуных тел s_0 может быть значительно больше и их столкновительные времена жизни

могут быть того же порядка, что и в ГАП. Суммарная масса тел, движущихся по сильно эксцентричным орбитам с $a > 50$ а.е. в (Луу и др., 1997), считается большей, чем суммарная масса объектов пояса Эджеверса—Койпера с $a < 50$ а.е. (ниже обозначим их ОПЭК), а при тех же массах средняя энергия столкновения такого тела с ОПЭК в среднем в 20 раз больше, чем для двух ОПЭК. Поэтому, несмотря на то, что эти тела проводят меньшую часть времени на расстоянии менее 50 а.е. от Солнца и эффективный радиус меньше для больших e , вероятность разрушения ОПЭК такими телами может быть больше, чем другими ОПЭК. По оценкам Тружилло и др. (2000), масса транснептуновых тел с $a > 50$ а.е. на порядок меньше, чем по оценкам Луу и др. (1997) ($0,05m_{\oplus}$ вместо $0,5m_{\oplus}$).

§ 4. Миграция транснептуновых объектов под влиянием планет-гигантов

Ипатов (1996 б–д, 1997 а–б, д, 1998 а, в–г, 1999 б), Ипатов и Хенрард (1996, 1997, 2000) исследовали изменения элементов орбит тел транснептунового пояса под влиянием планет-гигантов при различных начальных эксцентриситетах и наклонениях орбит и изучали эволюцию орбит этих тел также после того, как они стали пересекать орбиту Нептуна. Начальные значения больших полуосей орбит варьировались от 35 до 50 а.е. Особое внимание уделялось исследованию эволюции орбит при резонансе 3 : 2 с Нептуном. Была изучена эволюция орбит около ста тел. Обычно рассматриваемый интервал времени равнялся 20 млн лет, но иногда достигал 100–150 млн лет.

В работах Левисона и Дункана (1993), Торбета и Смолуховского (1990), Холмана и Уиздома (1993) вычисления заканчивались, когда орбита транснептунового тела начинала пересекать орбиту Нептуна или когда тело входило в сферу действия Нептуна. Такие тела могут еще долгое время находиться в Солнечной системе. Мы рассматривали дальнейшую эволюцию орбит таких тел, вплоть до выброса этих тел на гиперболические орбиты. Движение некоторых транснептуновых тел изучалось нами вплоть до орбиты Земли, а не только до орбиты Юпитера, как в работе Дункана и др. (1995).

Исследования эволюции орбит транснептуновых тел проводились нами путем численного интегрирования задачи 6 тел: Солнце, четыре планеты-гиганта и малое тело. Как Левисон и Дункан (1993), Холман и Уиздом (1993), Дункан и др. (1995), при учете гравитационного влияния планет мы использовали симплектический метод, а именно, алгоритм RMVS2 (регуляризованный смешанный изменяющийся симплектический) из пакета SWIFT, разработанного недавно Левисоном и Дунканом (1994). Этот алгоритм обеспечивает на порядок большую скорость вычислений (часто при той же точности вычислений), чем разработанные ранее методы численного интегрирования. Начальные положения и скорости планет были взяты из теста пакета интегрирования SWIFT.

Для оценок точности расчетов для ряда типичных исследуемых орбит было проведено сравнение результатов расчетов с помощью алгоритма RMVS2 с результатами, полученными при интегрировании уравнений движения методом BULSTO Булирша—Штера (1966). Для одного из вариантов расчетов на рис. 7.3 (а) представлены графики изменений элементов орбит со временем, полученные с помощью интегратора BULSTO, а на рис. 7.3 (б) — аналогичные графики, полученные с помощью интегратора RMVS2. Полученные результаты, в частности, показывают, что при квазипериодических изменениях элементов орбит пределы изменений больших полуосей орбит за 1 млн лет отличались не более, чем на 5%, а отличия пределов изменений эксцентриситетов и наклонений были еще меньше.

В рассмотренных вариантах при одних исходных данных эксцентриситеты e , большие полуоси a и наклонения i орбит в ходе эволюции менялись слабо (рис. 7.4 (а)), а при других исходных данных изменения элементов орбит были большими, тела начинали сближаться с планетами и выбрасывались на гиперболические орбиты (рис. 7.4 (б)–(е)). Причем, даже варьирование исходных ориентаций орбит и исходных положений тел на орбитах (как при резонансных, так и при некоторых нерезонансных значениях a) в транснептуновом поясе могло приводить к большим изменениям зависимостей e , a и i от времени. Для нерезонансного значения $a_0 = 40$ а.е. при $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\omega_0 = M_0 = 60^\circ$ и интервале времени $T = 20$ млн лет имеем $e_{\max} \approx e_0$ для $\Omega_0 = 0$ и $e_{\max} = 0,36$ для $\Omega_0 = 60^\circ$. В последнем случае (для $\Omega_0 = 60^\circ$) при $10 \text{ млн лет} \leq t \leq 12 \text{ млн лет}$ тело находилось в резонансе v_8 ,

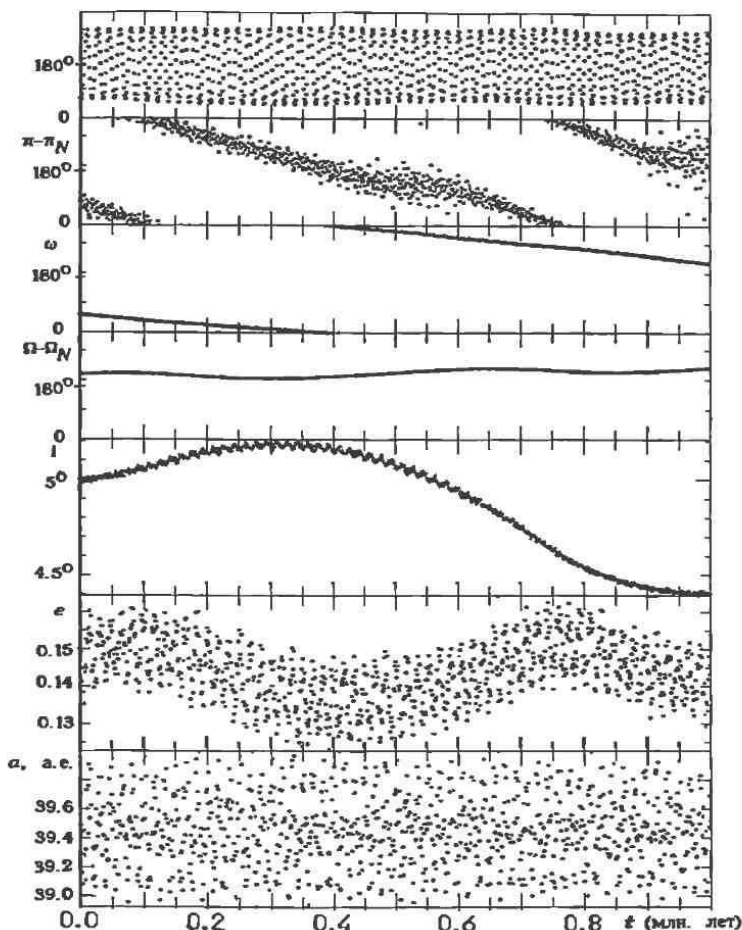


Рис. 7.3. (а) Изменения со временем большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i орбиты тела, разности $\Omega - \Omega_N$ долгот восходящих узлов тела и Нептуна, углового расстояния ω перигелия от узла, разности $\Delta\pi = \pi - \pi_N$ значений долгот перигелиев тела и Нептуна и критического угла $\sigma = 3\lambda - 2\lambda_N - \pi$, где $\lambda = \omega + \Omega + M$. Элементы исходной орбиты тела: $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$. Результаты получены путем численного интегрирования уравнений движения задачи шести тел (Солнце—планеты-гиганты—тело) с помощью интегратора BULSTO

а при $18 \text{ млн лет} \leq t \leq 20 \text{ млн лет}$ — в резонансе Козаи (рис. 7.4 (д)). При $a_0 = 42$ а.е., $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$ и $T = 20$ млн лет было получено, что $e_{\max} = 0,07$, $i_{\max} = 5,7^\circ$ и $q_{\min} = 39$ а.е. ($q_{\min}$ — минимальное значение q) для $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, а также получено, что $e_{\max} = 0,33$, $i_{\max} = 9,6^\circ$ и $q_{\min} = 31$ а.е. для $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 0$. В последнем варианте расчетов при $t < 10$ млн лет объект находился в резонансе ν_{18} ($\Omega - \Omega_N$ либрировало около 180° , где Ω_N — значение Ω для Нептуна), $\bar{\omega} - \bar{\omega}_N$ ($\bar{\omega} = \Omega + \omega$) менялось между 120° и 370° , а e монотонно возрастало с 0,05 до 0,2. Пример для резонанса 3 : 2 с Нептуном приведен в § 5. Приведенные выше примеры показывают, что пределы изменений элементов орбит транснептуновых объектов могут сильно зависеть от их начальных ориентаций орбит. Поэтому малые изменения элементов орбит этих объектов, вызванные столкновениями или взаимным гравитационным влиянием объектов, могут приводить к большим изменениям элементов орбит под влиянием планет-гигантов.

В некоторых вариантах расчетов в ходе эволюции тела проникали глубоко внутрь Солнечной системы. Минимальное перигелийное расстояние двух, восьми и десяти рассмотренных мигрирующих тел было в областях [6, 9,5], (9,5, 20) и [20, 30] а.е., соответственно. Четыре

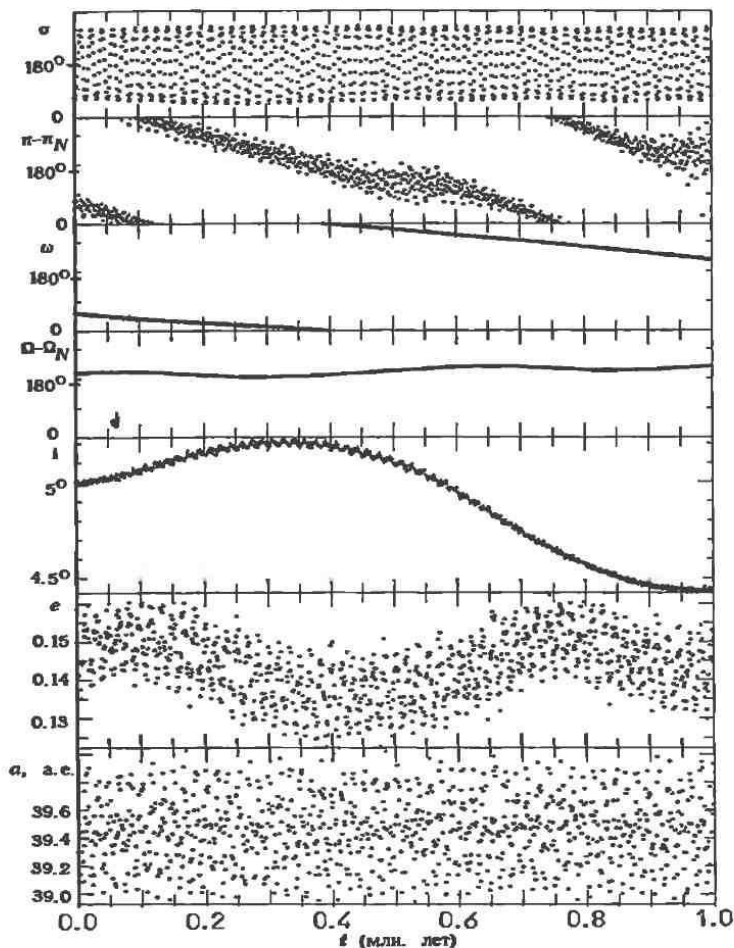


Рис. 7.3. (б) То же, что и на рис. 7.3(а), но результаты получены с помощью интегратора RMVS2

тела достигли орбиты Юпитера во время эволюции и два из них почти достигли орбиты Земли. В случае $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$ при $a_0 = 40$ а.е. и $e_0 = 0,15$ (рис. 7.4 (д)) и при $a_0 = 39,3$ а.е. и $e_0 = 0,3$ (рис. 7.4 (в)) перигелийное расстояние q уменьшалось с 34 а.е. и 27,5 а.е. до 1,3 а.е. за 25 и 64 млн лет, а тела выбрасывались на гиперболические орбиты через 30 и 70 млн лет, соответственно. Так как шаг, через который вычислялись элементы орбит, равнялся 20 тыс. лет, то минимальные значения q могли быть еще меньше. Интервал времени, за который q уменьшалось с 10 до 1,3 а.е., равнялся 0,3–0,5 млн лет, а уменьшение q с 5 а.е. происходило значительно быстрее. В других вариантах расчетов минимальное значение q за все время до выброса тела на гиперболическую орбиту превышало 10 а.е., а в некоторых вариантах (например, при $a_0 = 40$ а.е., $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$) в течение 100 млн лет тело оставалось на эллиптической орбите, хотя изменения элементов орбит были велики ($e_{\text{max}} > 0,8$). Чем больше значения e_0 , тем больше число тел, пересекающих в ходе эволюции орбиту Нептуна. Для меньших наклонений орбит время T_h до выброса тела на гиперболическую орбиту, как правило, меньше. Например, в случае $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,3$ и $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$ получено $T_h \approx 70$ млн лет при $i_0 = 5^\circ$ и $T_h \approx 7$ млн лет при $i_0 = 0$ (рис. 7.4 (в), (г)).

Во всех рассмотренных вариантах расчетов диапазон изменений a и максимальные значения e и i в ходе эволюции превышали 0,6 а.е., 0,05 и 3° , соответственно, т.е. очень малые

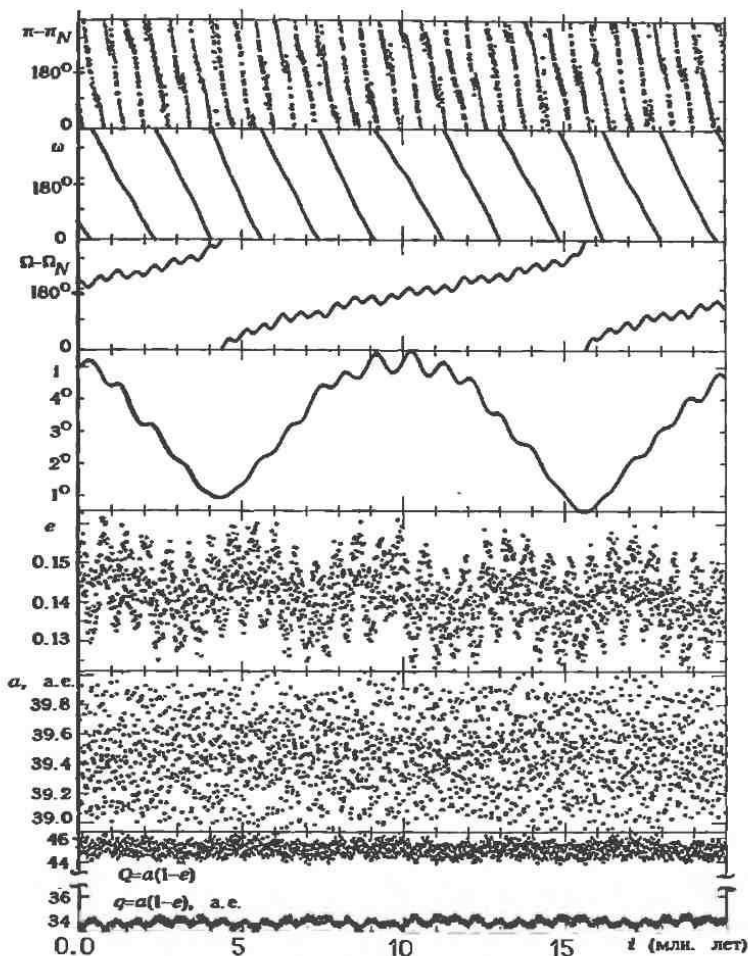


Рис. 7.4. (а) Изменения со временем перигелийного и афелийного расстояний $q = a(1 - e)$ и $Q = a(1 + e)$, большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i орбиты тела, разности $\Omega - \Omega_N$ долгот восходящих узлов тела и Нептуна, углового расстояния ω перигелия от узла и разности $\Delta\pi = \pi - \pi_N$ значений долгот перигелиев тела и Нептуна. Результаты получены путем численного интегрирования уравнений задачи шести тел (Солнце—планеты-гиганты—тело) с помощью интергатора RMVS2.
 $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

значения e и i не могут существовать долгое время. Значения ω , как правило, возрастают в ходе эволюции. По оценкам Стерна и Колвелла (1997), Стерна (1998), Кеньона и Луу (1998, 1999) для аккумуляции современных транснептуновых объектов из планетезималей радиусом 1–10 км начальная масса пояса Эджеверса—Койпера должна значительно превышать его современную массу, а эксцентриситеты должны быть очень малы (см. введение). Существование в течение достаточно длительного интервала времени таких малых эксцентриситетов не представляется нам возможным, как из-за гравитационного влияния формирующихся планет-гигантов, так и из-за взаимного гравитационного влияния тел пояса. Поэтому нам представляется справедливым предположение Энеева (1980) о том, что транснептуновые тела могли сформироваться непосредственно путем сжатия разреженных газо-пылевых сгущений. По нашему мнению, таким образом могли сформироваться как крупнейшие, так и некоторые более мелкие транснептуновые объекты. Значительная часть небольших объектов может быть продуктами дробления более крупных объектов.

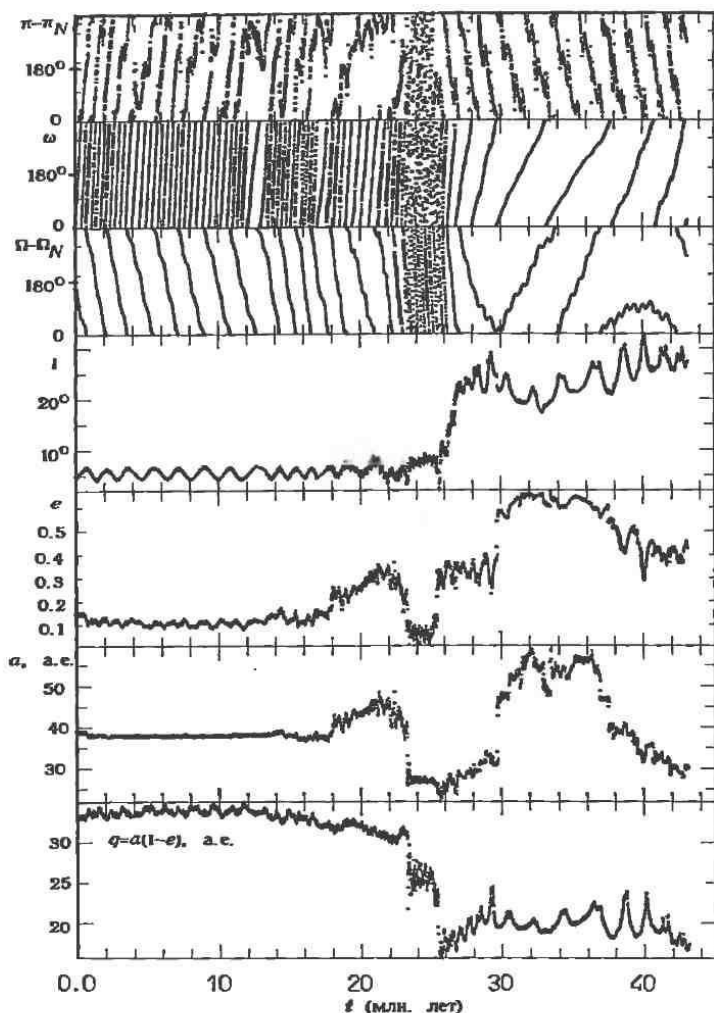


Рис. 7.4. (б) $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 0^\circ$

Среди различных взаимосвязей изменений элементов орбит отметим, что при $a_0 = 42$ а.е. и $e_0 = i_0 = 0$ величина $\Omega - \Omega_N$ возрастала на 360° за период долгопериодических изменений $i \sim 10$ млн лет. На рис. 7.4 (ж) представлен случай, когда объект находится одновременно в резонансах ν_{18} и ν_8 , а на рис. 7.4 (з) — только в резонансе ν_8 (либрация $\pi - \pi_N$).

§ 5. Эволюция орбит тел, находящихся в резонансе 3 : 2 с движением Нептуна

Остановимся подробнее, чем в § 4, на результатах исследования орбит тел, находящихся в резонансе 3 : 2 с движением Нептуна за рубежом обычно пишут «резонанс 2 : 3»). Как и в § 4, задача шести тел (Солнце, четыре планеты-гиганта, и пробное тело) интегрировалась с помощью программы RMVS2. Рассматриваемый интервал времени T был не менее 20 млн лет. Примеры изменений элементов орбит со временем представлены на рис. 7.5 (а)–(з). Для многих вариантов расчетов исходное значение большой полуоси орбиты $a_0 = 39,3$ а.е. При таком a_0 в ходе эволюции всегда достигалось резонансное значение a (39,3 а.е.).

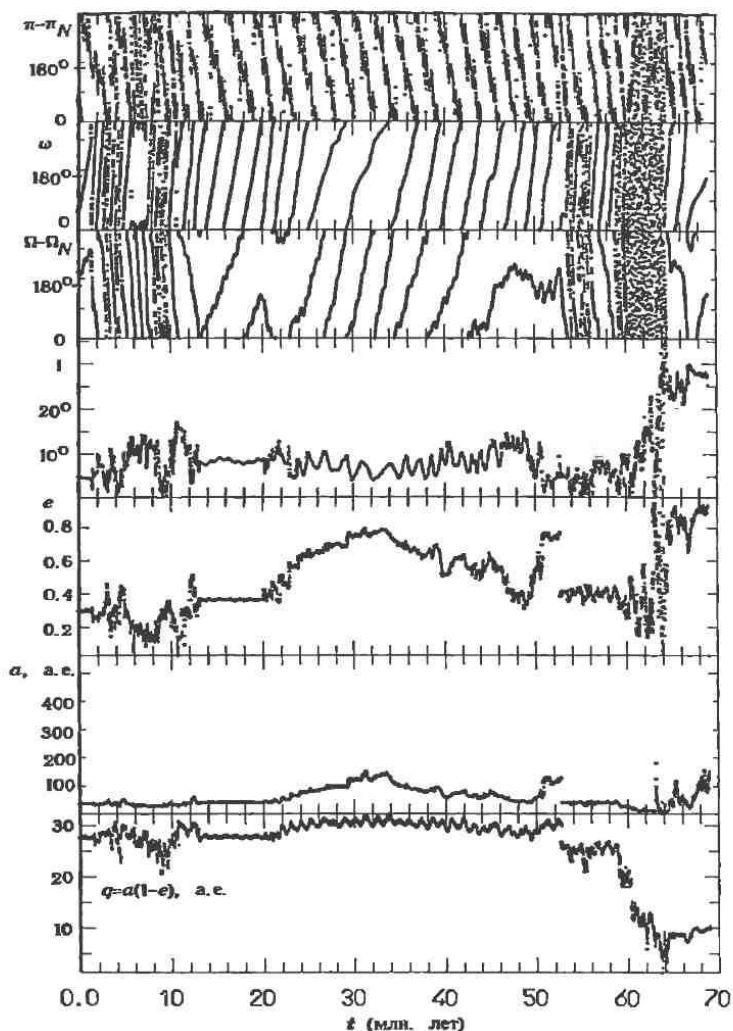


Рис. 7.4. (в) $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,3$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

Результаты исследований эволюции орбит некоторых тел, находящихся в резонансе 3 : 2 с движением Нептуна, представлены в работах Морбиделли и др. (1995), Малхотры (1995), Левисона и Стерна (1995б), Морбиделли (1997), Галлардо и Ферраз-Меллоу (1998), Ю и Трёмейна (1999). Морбиделли (1997) разделил орбиты тел, находящихся в резонансе 3 : 2 на три типа: «регулярные», сильнохаотические и слабохаотические орбиты. Элементы слабохаотических орбит могут долгое время (до 1 млрд и более лет) меняться регулярно, а потом начать меняться хаотически. По мнению Морбиделли, слабохаотические орбиты являются основным современным поставщиком тел к орбите Нептуна. За время существования Солнечной системы около половины тел (в том числе $4,5 \cdot 10^6$ короткопериодических комет) покинули окрестность резонанса 3 : 2. Из-за перекрытия вековыми резонансами и резонансом Козаи, резонанс 3 : 2 устойчив только при малой амплитуде либрации $\sigma = -2\lambda_N + 3\lambda - \pi$, где $\lambda = \omega + \Omega + M$ — средняя долгота, $\pi = \omega + \Omega$ — долгота перигелия, ω — аргумент перигелия, Ω — долгота восходящего узла, M — средняя аномалия, значком N помечено значение для Нептуна.

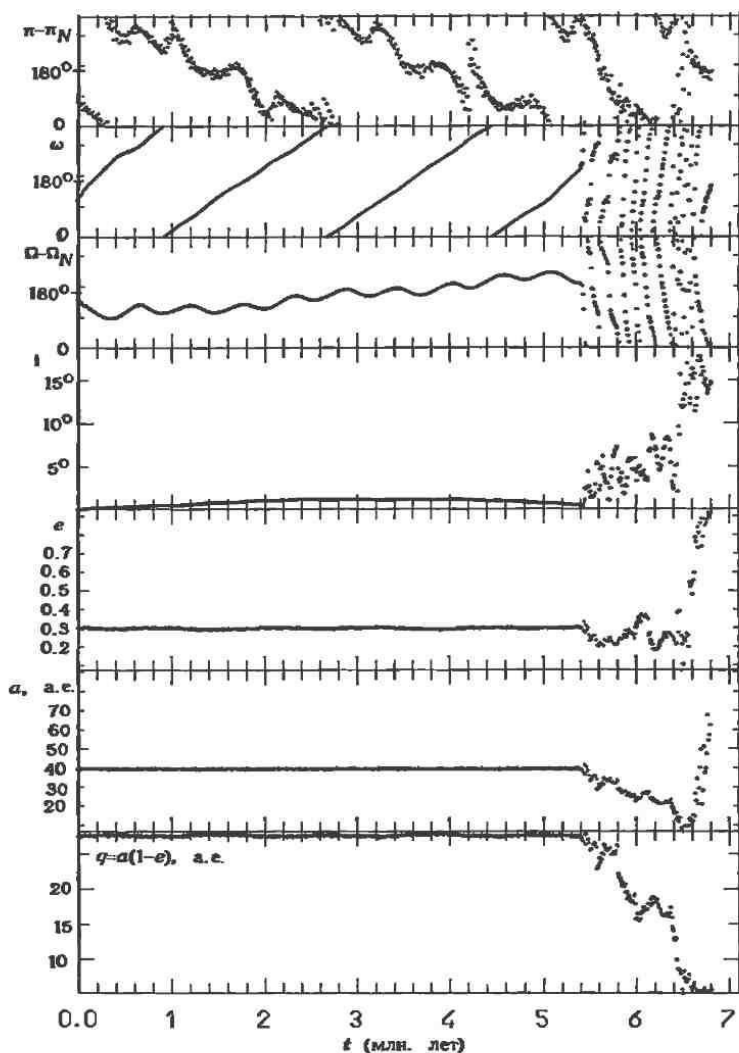


Рис. 7.4. (r) $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,3$, $i_0 = 0^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

Галлардо и Ферраз-Меллоу (1998) исследовали эволюцию ряда орбит, находящихся в резонансе 3 : 2 с Нептуном, и получили, что $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_N$ (где Ω_N — долгота восходящего узла Нептуна) либрирует (вековой резонанс ν_{18}) при эксцентриситетах $e < 0,05$ и $e > 0,28$. При $0,05 < e < 0,3$ возможны переходы между либрацией и циркуляцией. Аргумент перигелия ω при $e < 0,15$ убывает (движется по часовой стрелке), а при $e > 0,3$ возрастает. При $e \sim 0,24$ аргумент перигелия либрирует около 90° (резонанс Козаи). Козаи (1962), изучая эволюцию орбит тел астероидного пояса, получил, что при больших наклонениях ω может либрировать около 90° или 270° и при этом изменения эксцентриситета e и наклонения i могут быть большими. Период изменения $\Delta\pi = \pi - \pi_N$ в транснептунном поясе меньше 3 млн лет. Одновременная либрация $\Delta\pi$ и $\Delta\Omega$ (этот резонанс $\nu_3 + \nu_{18}$ был предсказан Морбиделли и др. (1995)) может приводить к сильно наклоненным и эксцентричным орбитам. Томас и Морбиделли (1996) отмечали, что резонанс Козаи не влияет на поведение тел пояса Койпера, но влияет на эволюцию долгопериодических комет.

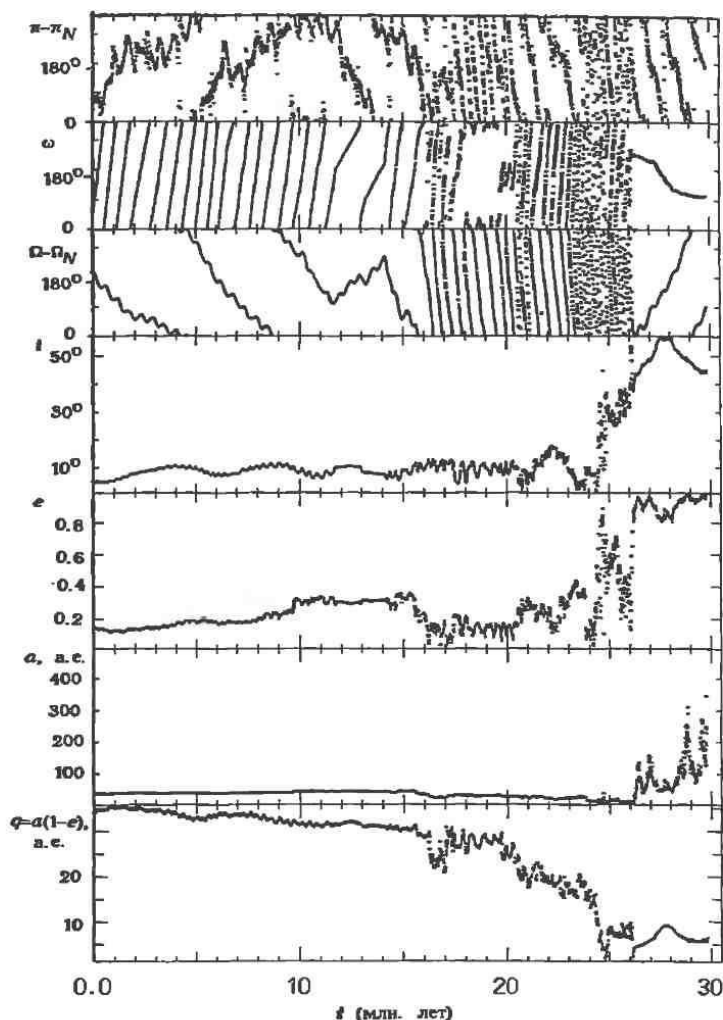


Рис. 7.4. (д) $a_0 = 40$ а.е., $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

1. Типы эволюции

В зависимости от характера изменений $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_N$ и аргумента перигелия ω , можно рассмотреть (Ипатов и Хенрард, 1996, 1997, 2000) несколько типов изменений: *ID* (рис. 7.5 (а)), *DI* (рис. 7.5 (б)), *LI* (рис. 7.5 (в)), *II* (рис. 7.5 (ж)) и другие. Здесь первая буква соответствует типу изменений $\Delta\Omega$, вторая буква характеризует изменения ω , буква *I* соответствует увеличению $\Delta\Omega$ или ω , буква *D* соответствует уменьшению этих элементов, буква *L* приводится в случае либрации, а *S* — для относительно маленьких изменений (не больше чем 360° за 20 млн лет). Например, тип *IL* соответствует случаю, когда $\Delta\Omega$ увеличивается, а ω либрирует (рис. 7.5 (з)). В отличие от типа *L*, при типе *S* изменения не похожи на синусоиду. Для некоторых вариантов расчетов типы изменений $\Delta\Omega$ и ω меняются со временем (рис. 7.5 (г), (д)). Буква *L* в первой позиции соответствует вековому резонансу ν_{18} , а во второй позиции — резонансу Козая.

Для одних начальных данных изменения эксцентриситета e , наклонения i и большой полуоси орбиты a были относительно небольшими. Для других начальных данных они были гораздо больше, и тела покидали резонанс, причем некоторые из них выбрасывались

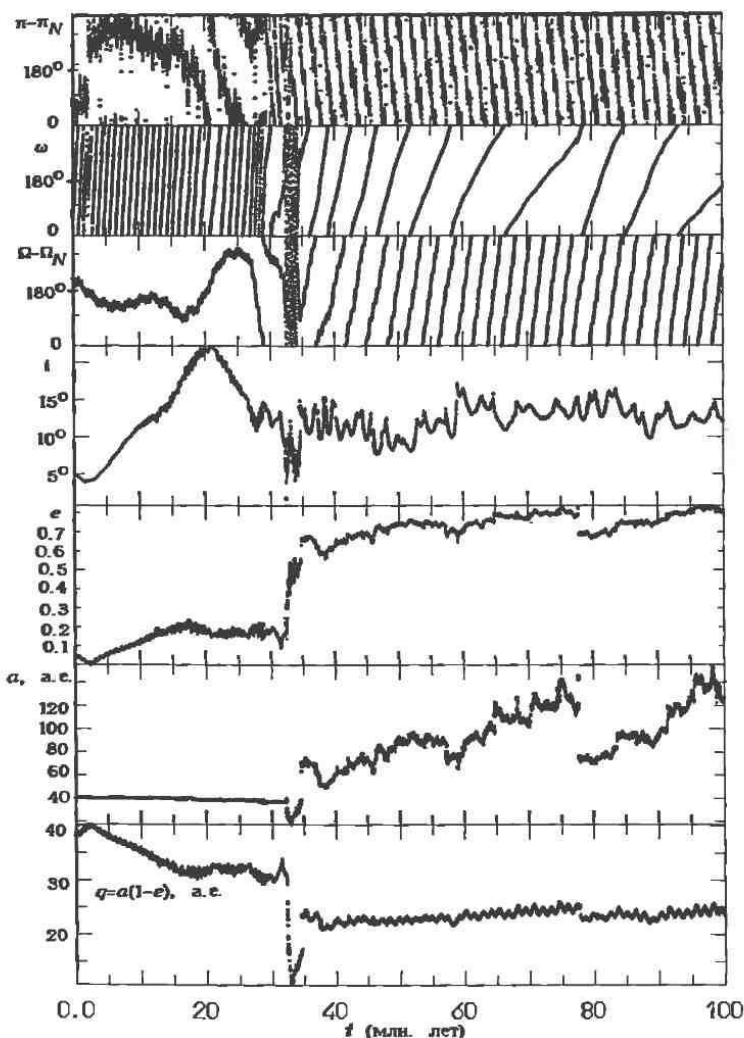


Рис. 7.4. (е) $a_0 = 40$ а.е., $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

на гиперболические орбиты. Даже изменения начальных ориентаций орбит и начальных положений на орбитах могут сильно влиять на пределы и характер изменений e , i и a . Например, при $a_0 \approx 39,3$ а.е., $e_0 = 0,15$ и $i_0 = 5^\circ$ мы рассмотрели 14 вариантов расчетов с различными значениями Ω_0 , ω_0 и M_0 (где M — средняя аномалия, а исходные значения помечены «0») и получили, что в 8 вариантах расчетов (то есть, более чем в половине случаев) тело покинуло резонанс. Среди этих восьми орбит, ставшими за 20 млн лет нерезонансными, шесть имели тип DI (рис. 7.5 (б)), одно — тип SI и одно — тип LI (рис. 7.5 (в)). Тип ID (рис. 7.5 (а)) был получен для трех резонансных орбит, а для трех других резонансных орбит тип менялся в ходе эволюции: $SI \rightarrow IL$, $SD \rightarrow SI \rightarrow ID \rightarrow IS$ и $SS \rightarrow SI \rightarrow SS \rightarrow SI \rightarrow IL$ (рис. 7.5 (г)). Некоторые тела в течение нескольких миллионов лет находились в резонансе Козаи (т. е., $\omega \approx \text{const}$). Для вышеупомянутой серии из 14 вариантов расчетов при $T = 20$ млн лет максимальное значение эксцентриситета было меньше 0,2 в 5-и вариантах расчетов и превышало 0,3 в 3-х вариантах. При $\Omega_0 = \omega_0 = 0$ и $M_0 = 30^\circ$ тело было выброшено на гиперболическую орбиту через 37 млн лет.

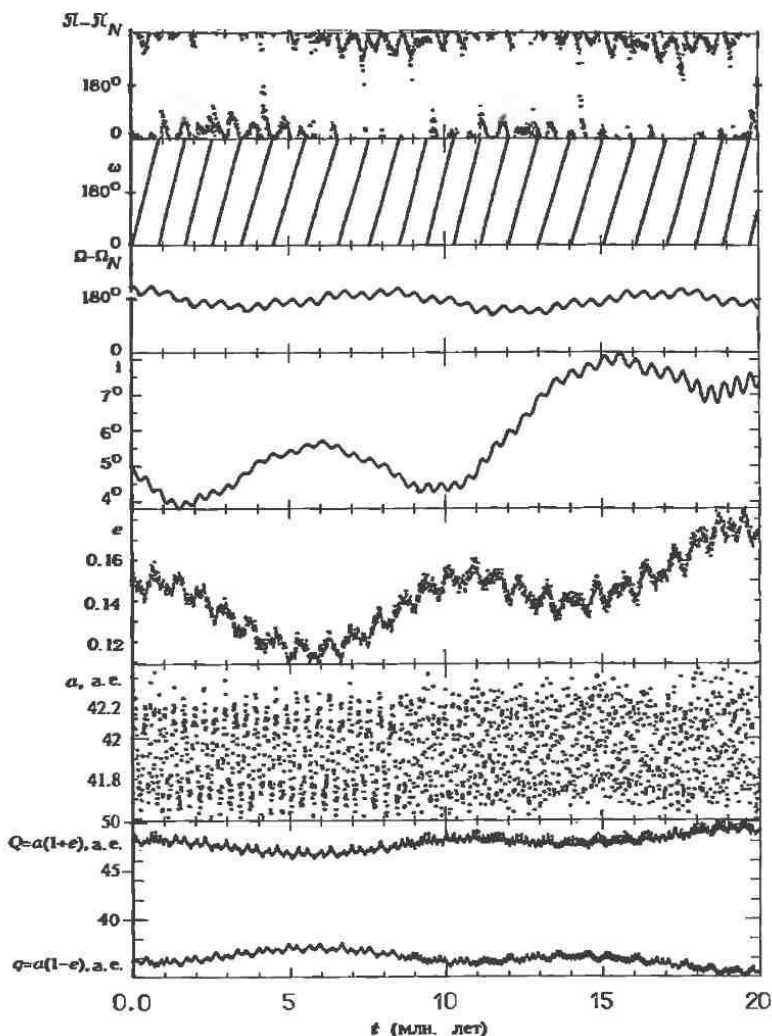


Рис. 7.4. (ж) $a_0 = 42$ а.е., $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = 60^\circ$, $\omega_0 = 0$, $M_0 = 60^\circ$

При $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, $e_0 = 0,15$ и $i_0 = 5^\circ$ мы провели расчеты для различных значений a_0 . Для $38,8 \leq a_0 \leq 39,7$ а.е. некоторое время (причем, для $39,0 \leq a_0 \leq 39,5$ а.е. в течение более 20 млн лет) тело двигалось в резонансе 3 : 2 с Нептуном. При a_0 , равном 37,5, 40,5, 41 и 41,5 а.е., была получена либрация $\Delta\Omega$ около 180° (резонанс ν_{18}). Для $39,1 \leq a_0 \leq 39,3$ а.е. был получен тип ID , для $38,5 \leq a_0 \leq 38,9$ а.е. и $39,6 \leq a_0 \leq 39,9$ а.е. — тип DI , а для $39,0$, $39,4$ и $39,5$ а.е. — изменения типов ($SI \rightarrow DI$, $ID \rightarrow SD$ и $DI \rightarrow SD$). При $i_0 = 5^\circ$, $a_0 = 39,3$ а.е. и $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$ для e_0 от 0 до 0,3 (с шагом, равным 0,05) были получены следующие типы: $SI \rightarrow SD$, $LI \rightarrow LD$, LD , ID , ID , II и ID . При $e_0 = 0,15$ и $a_0 = 39,3$ а.е. для вышеупомянутых значений Ω_0 , ω_0 и M_0 был получен тип ID для $0 \leq i_0 \leq 15^\circ$ и типы IL , ID и II или некоторые комбинации этих типов для $30^\circ \leq i_0 \leq 90^\circ$. Для большинства вариантов расчетов изменения критического угла $\sigma = 3\lambda - 2\lambda_N - \pi$ превышали 180° . Для нерезонансных орбит в основном были получены типы DI , II или LI . Типы DD и DL в наших вариантах расчетов не были получены. Эволюция орбит объектов 1993SC, 1993SB, 1993RO, рассмотренная Морбиделли и др. (1995), имела следующие типы: ID , II , $ID \rightarrow IL \rightarrow II$.

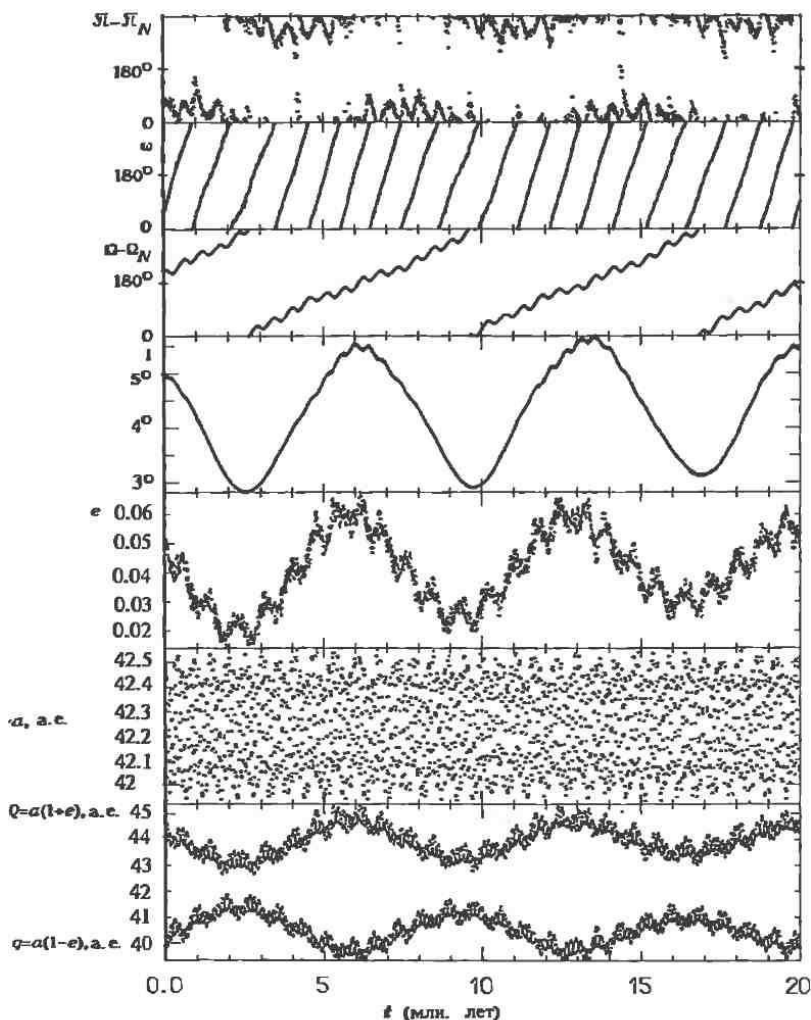


Рис. 7.4. (а) $a_0 = 42$ а.е., $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$

2. Изменения элементов орбит

Для орбит с маленькой амплитудой либрации σ области значений i и e , соответствующие вековому резонансу η_{18} ($\Delta\Omega \approx \text{const}$) и резонансу Козаи, представлены на рис. 5 работы Морбиделли и др. (1995). Эти области расположены далеко друг от друга: $e < 0,03$ и $i < 10^\circ$ для резонанса η_{18} и $e > 0,2$ и $i < 10^\circ$ для резонанса Козаи. В одном из рассмотренных нами вариантов расчетов при $a_0 = 39,3$ а.е., $e_0 = 0,05$ и $i_0 = 5^\circ$ значения $\Delta\Omega$ либрировали около 180° с удвоенной амплитудой $\sim 180^\circ$ и в то же время ω либрировало около 270° с удвоенной амплитудой $\sim 100^\circ$ в течение 6 млн лет (рис. 7.5 (д)). В этом варианте расчетов удвоенная амплитуда либрации σ была большой (была близка к 360°). При других значениях Ω_0 , ω_0 и M_0 в случае $e_0 = 0,05$ и $i_0 = 5^\circ$ мы обычно получали тип LI , но иногда также тип DI . Согласно рис. 5 в работе Морбиделли и др. (1995), для маленькой амплитуды либрации σ значения ω убывают при $e < 0,2$ и $i < 10^\circ$. Для больших изменений σ при этих значениях e и i (например, при $e = 0,15$ и $i = 5^\circ$) часто был получен рост ω . Область значений e и i , для которых при некоторых ориентациях орбит был получен резонанс η_{18} , в наших расчетах

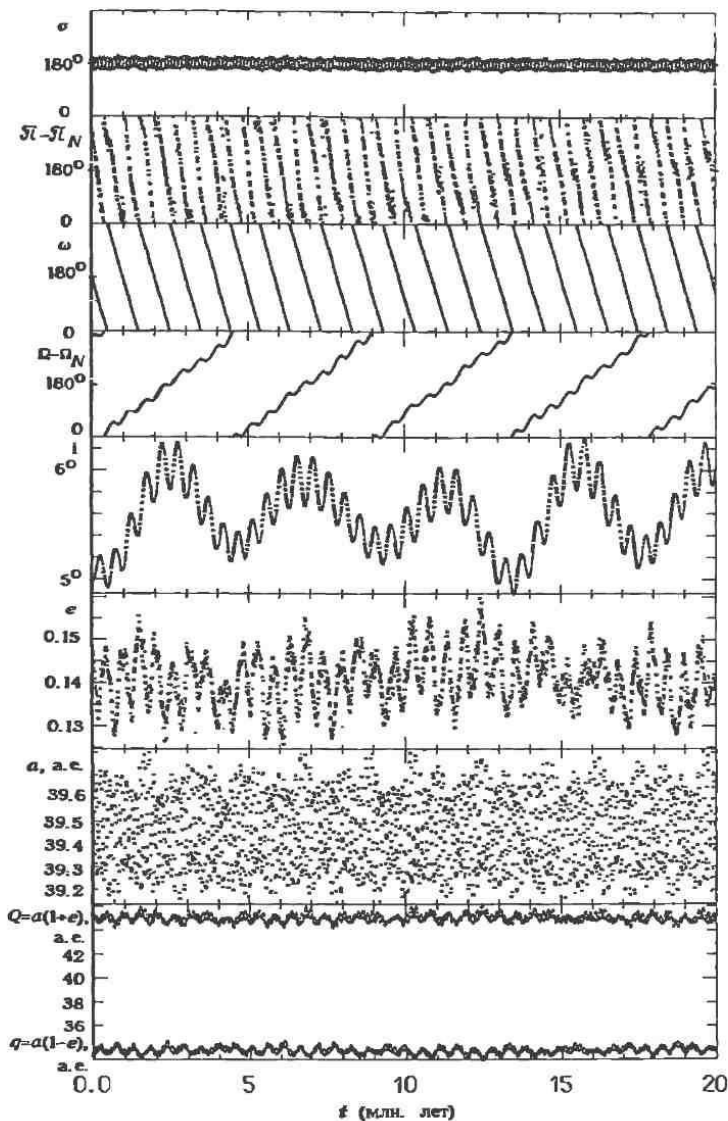


Рис. 7.5. (а) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , афелийного и перигелийного расстояний $Q = a(1+e)$ и $q = a(1-e)$ (в а.е.), наклоения i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_N$ долгот восходящих узлов тела и Нептуна, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_N$ долгот перигелиев тела и Нептуна и критического угла σ (все углы приводятся в град.). Для всех вариантов $a_0 = 39,3$ а.е. Результаты получены с помощью интегратора RMVS2. Учитывалось влияние планет-гигантов. $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 180^\circ$, тип ID

была намного больше, чем на этом рисунке. Этот резонанс был получен для большинства вариантов расчетов при $e_0 = 0,05$ и $e_0 = 0,1$.

Для многих вариантов расчетов i меняется квазипериодически со временем с периодом, равным нескольким миллионам лет, и $\Delta\Omega$ меняется на 360° в течение этого периода. В этом случае, если $\Delta\Omega$ убывает во время эволюции, то $\Delta\Omega = 0$, когда i достигает максимального значения, и $\Delta\Omega = 180^\circ$, когда i достигает минимального значения (рис. 7.5 (б)). Если $\Delta\Omega$ возрастает, то максимальные и минимальные значения i достигаются при $\Delta\Omega$, равном 180° и 0°

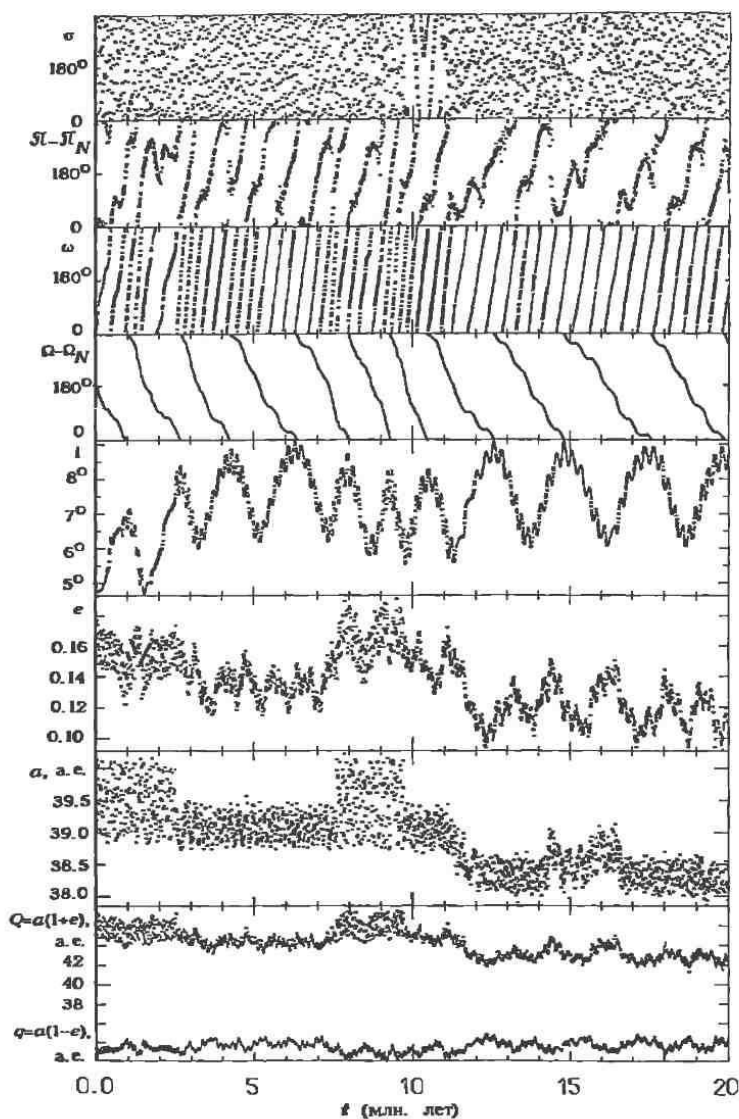


Рис. 7.5. (б) $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = 30^\circ$, $\omega_0 = 0$, $M_0 = 30^\circ$, тип *DI*

соответственно (рис. 7.5 (а)). В некоторых вариантах расчетов $\Delta\Omega$ либрирует, ширина области изменений $\Delta\Omega$ превышает 180° , и эта область включает значение $\Delta\Omega = 180^\circ$. Например, $\Delta\Omega$ изменяется между 0 и 250° , между 70° и 260° и между 90° и 250° в вариантах расчетов, представленных на рис. 7.5 (в), (д), (е), соответственно.

Во многих вариантах расчетов получены изменения e и i с периодом, равным $T_\omega/2$, где T_ω — это интервал времени, в течение которого ω уменьшается или увеличивается на 360° (в случае резонанса Козаи T_ω — это период либрации). Удвоенная амплитуда этих изменений i обычно меньше в 10 и более раз, чем диапазон основных изменений i . Исследования задачи трех тел (Солнце—планета—тело) показывают (Лидов, 1961; Ипатов, 1992 а), что в случае фиксированной орбиты планеты и $a = \text{const}$ мы имеем $\max i_r$ и $\min e$ при $\omega = 0$ или $\omega = 180^\circ$, а также $\min i_r$ и $\max e$ при $\omega = \pm 90^\circ$, где i_r — наклонение орбиты тела к орбите планеты

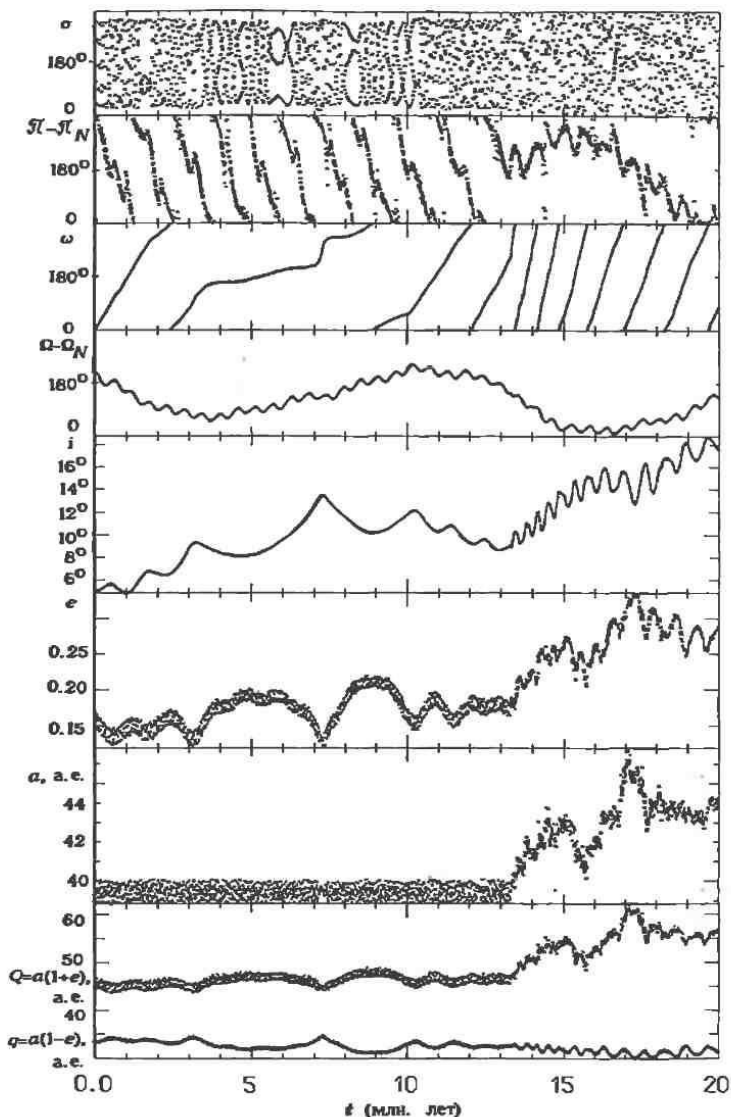


Рис. 7.5. (а) $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = 60^\circ$, $\omega_0 = 0$, $M_0 = 60^\circ$, тип *LI*

и $i_r < 90^\circ$. Такие соотношения между изменениями ω и i были получены для всех вариантов расчетов для типов *DI* (рис. 7.5 (б)) и *LD* (рис. 7.5 (е)) и для некоторых вариантов расчетов для типов *ID* и *SI* (рис. 7.5 (г)). Для некоторых вариантов расчетов для типов *ID* (рис. 7.5 (а)), *LI* (рис. 7.5 (в)) и *SI* получен $\min i$ при $\omega = 0$ или $\omega = 180^\circ$. Отметим, что для типа *ID* при $\omega = 0$ или $\omega = 180^\circ$ имеем $\min i$ для больших изменений критического угла σ и $\max i$ для малых ($< 180^\circ$) изменений σ . При меньших значениях σ интервалы изменений элементов орбит a , e и i меньше.

Для резонанса 3 : 2 с Нептуном $\Delta\pi = (\omega + \Omega) - (\omega_N + \Omega_N)$ обычно уменьшается в ходе эволюции (рис. 7.5 (а), (е), (ж)). Иногда $\Delta\pi$, в основном, убывает (рис. 7.5 (б)). Резонанс ν_8 ($\Delta\pi \approx \text{const}$) обычно был получен для типа *LI*. На рис. 7.5 (в) при $13 < t < 16,5$ млн лет $\Delta\pi$ меняется между 160° и 360° . Для двух других вариантов расчетов $\Delta\pi$ изменяется в диапазоне

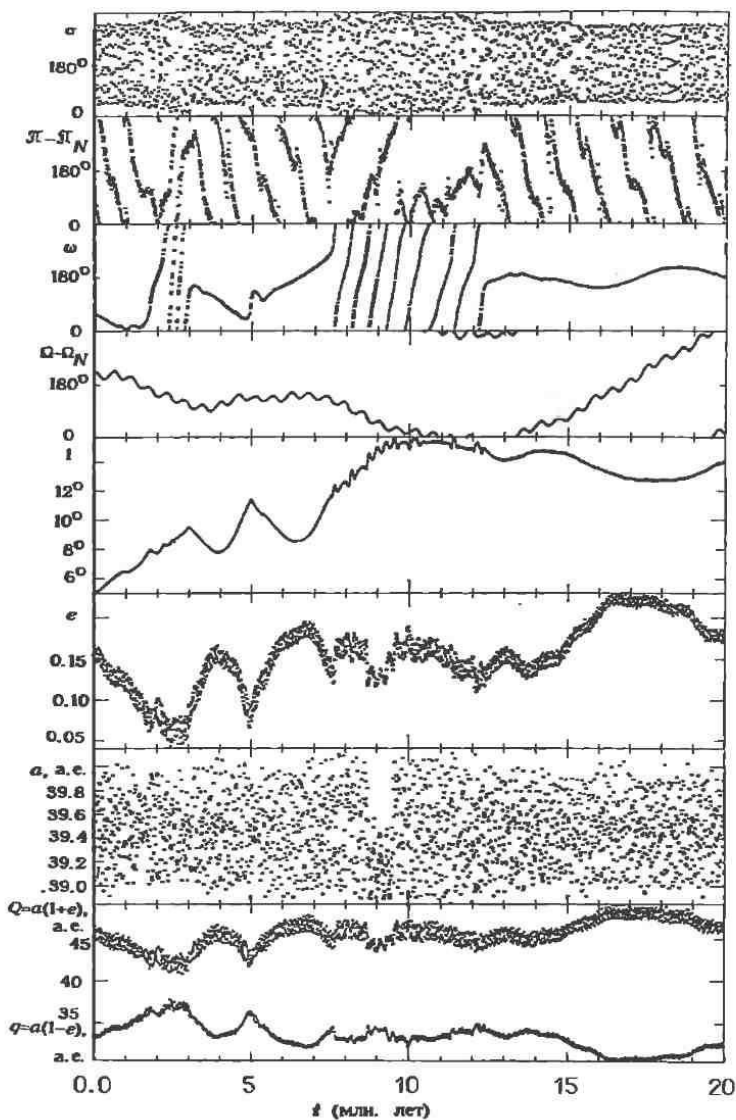


Рис. 7.5. (г) $e_0 = 0,15$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = 0^\circ$, $\omega_0 = M_0 = 60^\circ$, типы $SS \rightarrow SI \rightarrow SS \rightarrow SI \rightarrow IL$

240° – 360° и 180° – 400° в течение 7 и 10 млн лет, соответственно. Отметим, что для орбит, находящихся вне резонансов средних движений, либрация $\Delta\pi$ часто была получена при $a_0 \approx 42$ а.е. (реже при $a_0 \approx 40$ а.е.) и в некоторых вариантах расчетов происходила на всем рассмотренном интервале времени.

Известно, что большинство наблюдаемых транснептуновых объектов с $a \leq 42$ а.е. расположены около резонанса 3 : 2 с Нептуном. В наших вариантах расчетов орбиты, которые имели тип ID с небольшой либрацией σ и находились в этом резонансе, были наиболее устойчивыми. Орбиты наблюдаемых транснептуновых объектов не очень точно известны. В некоторых случаях при малых изменениях начальных элементов орбит тип изменений $\Delta\Omega$ и ω может меняться, а пределы изменений элементов орбит могут сильно отличаться. Поэтому, при оценках времени жизни реальных транснептуновых тел, нужно рассматривать начальные

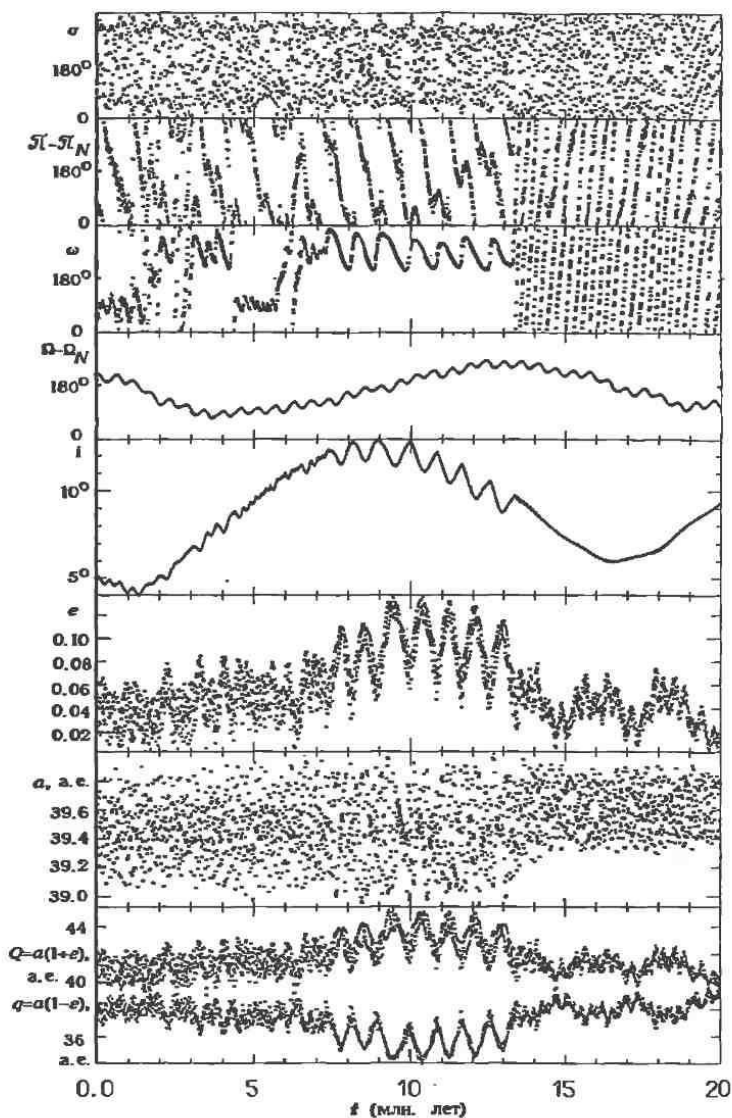


Рис. 7.5. (д) $e_0 = 0,05$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, типы LL и LI

данные в некоторой окрестности начальных элементов орбит (размеры этой окрестности зависят от ошибок определения орбиты).

Для всех рассмотренных вариантов эволюции резонансных орбит максимальные значения e и i превысили $0,07$ и 3° , соответственно. Интервал $\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$ изменений a для резонанса $3:2$ с Нептуном примерно равен 1 а.е. Он может отличаться в $1,8$ раза при варьировании Ω_0 , ω_0 и M_0 . Например, при $a_0 = 39,3$ а.е. значение Δa менялось от $0,6$ до $1,07$ а.е. для $e_0 = 0,05$ и $i_0 = 5^\circ$ и от $0,68$ до $1,24$ а.е. для $e_0 = 0,15$ и $i_0 = 5^\circ$. Для $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$ и $e_0 = 0,15$ значения Δa равнялись примерно $1,1-1,2$ а.е. при $0 \leq i_0 \leq 10^\circ$ и равнялись $0,84-0,88$ а.е. при $60^\circ \leq i_0 \leq 90^\circ$. В случае $i_0 = 5^\circ$ значения Δa возрастали от $0,86$ до $1,24$ а.е. при увеличении e_0 от 0 до $0,3$. Вышеупомянутые значения Δa приводятся для резонансных орбит. Если тело покинуло резонанс, то значения Δa могли быть намного больше.

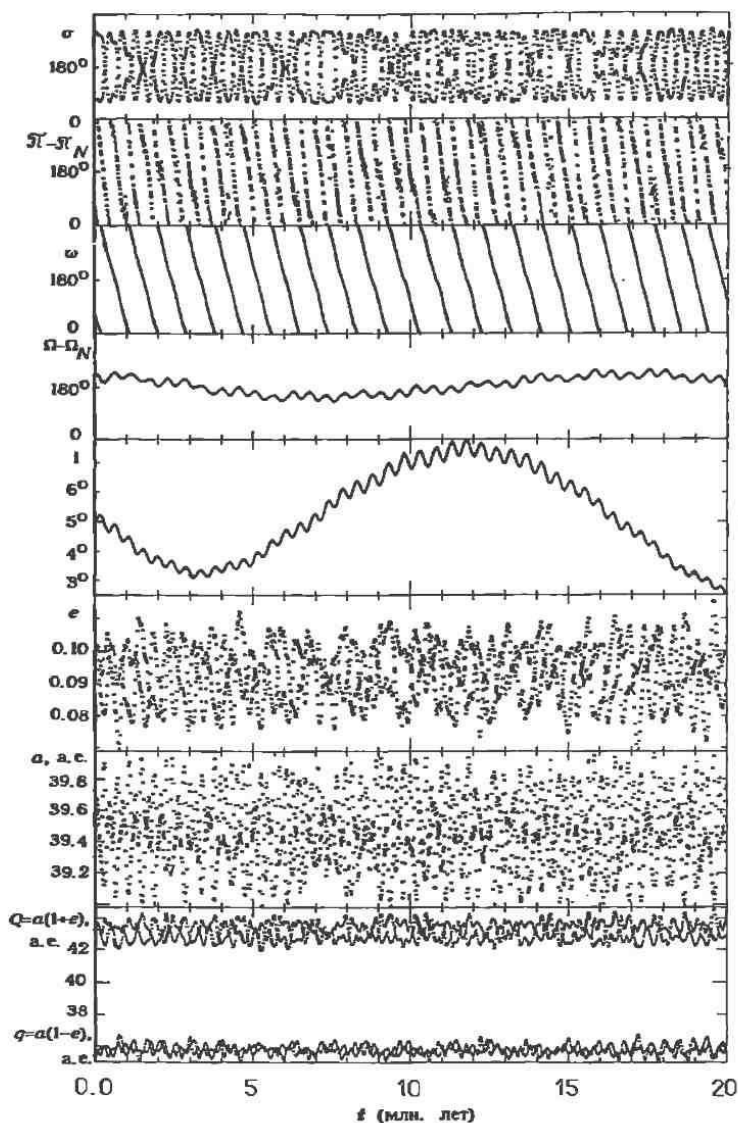


Рис. 7.5. (е) $e_0 = 0,1$, $i_0 = 5^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, тип LD

§ 6. Эволюция орбит объектов P/1996 R2 и P/1996 N2

Одним из объектов, орбита которого пересекает орбиту Юпитера, является обнаруженный в 1996 г. Лагерквистом объект P/1996 R2 (Lagerkvist). Объект P/1996 N2 (Elst—Pizarro), отождествленный с объектом 1979 OW7, имеет типичную нерезонансную астероидную орбиту, но в момент обнаружения имел хвост, похожий на кометный (считается, что этот хвост был вызван столкновением этого объекта с более мелким астероидом). Поэтому результаты исследований эволюции этого объекта приводятся здесь, а не в главе III. Ипатов и Хан (1997 а–б, г, 1998, 1999) рассмотрели эволюцию орбит, близких к орбитам этих двух объектов.

В каждой серии расчетов эволюции орбит, близких к орбитам объектов P/1996 R2 (Lagerkvist) и P/1996 N2 (Elst—Pizarro), рассматривалась «базовая» орбита и 10–11 «соседних»

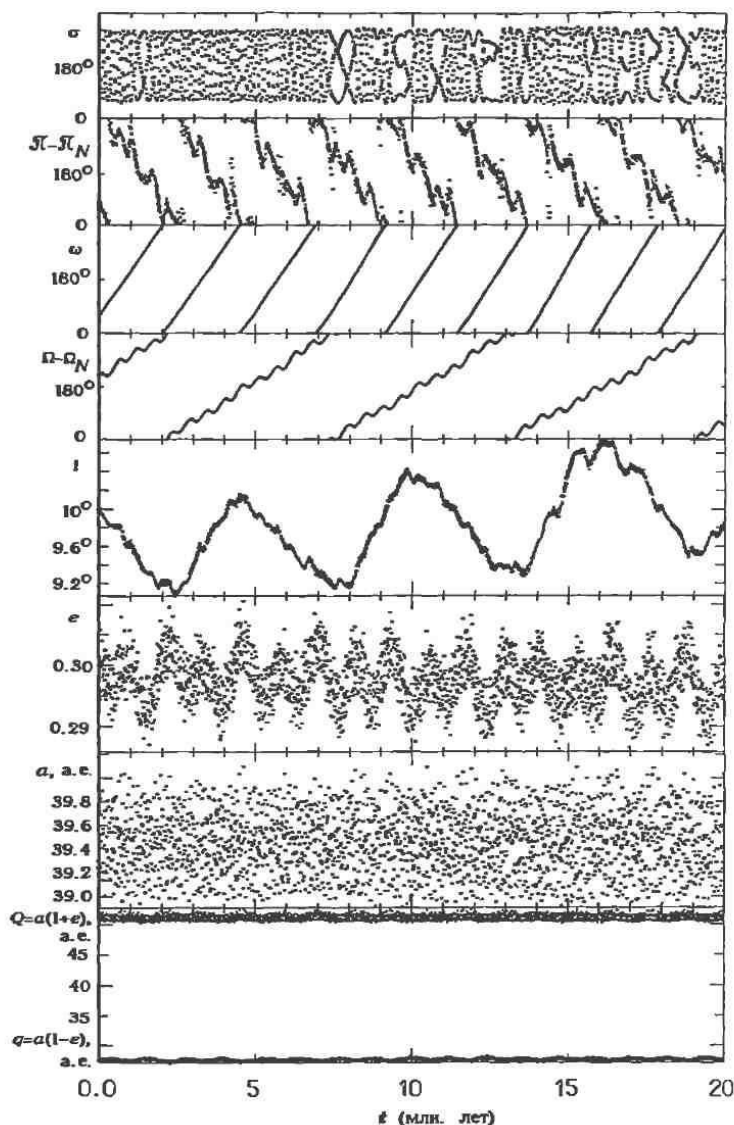


Рис. 7.5. (ж) $e_0 = 0,3$, $i_0 = 10^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, тип II.

орбит. Разность между элементами «базовой» и «соседней» орбит была порядка разности между элементами орбит, полученных на основе различного числа измерений.

Для объекта P/1996 R2 в первой серии расчетов, кроме базовой орбиты ($a = 3,7905223$ а.е., $e = 0,3126849$, $i = 2,60367^\circ$, $\Omega = 40,27673^\circ$ и $\omega = 334,41016^\circ$; считалось, что объект проходит через свой перигелий 20 января 1997 г. 20,38224 ТТ), рассматривались 10 орбит, для которых значения большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i , долготы восходящего узла Ω и аргумента перигелия ω варьировались на $\pm 0,02$ а.е., $\pm 0,008$, $\pm 0,006^\circ$, $\pm 0,1^\circ$ и $\pm 1^\circ$, соответственно. Для второй серии расчетов эти значения равнялись, соответственно, $\pm 0,004$ а.е., $\pm 0,0016$, $\pm 0,0012^\circ$, $\pm 0,02^\circ$ и $\pm 0,23^\circ$ и были близки к разности элементов орбит между двумя базовыми орбитами, полученными на основе 80 (11 сентября – 9 октября 1996 г.) и 90 (11 сентября – 16 октября 1996 г.) наблюдений. Для второй базовой орбиты считалось, что

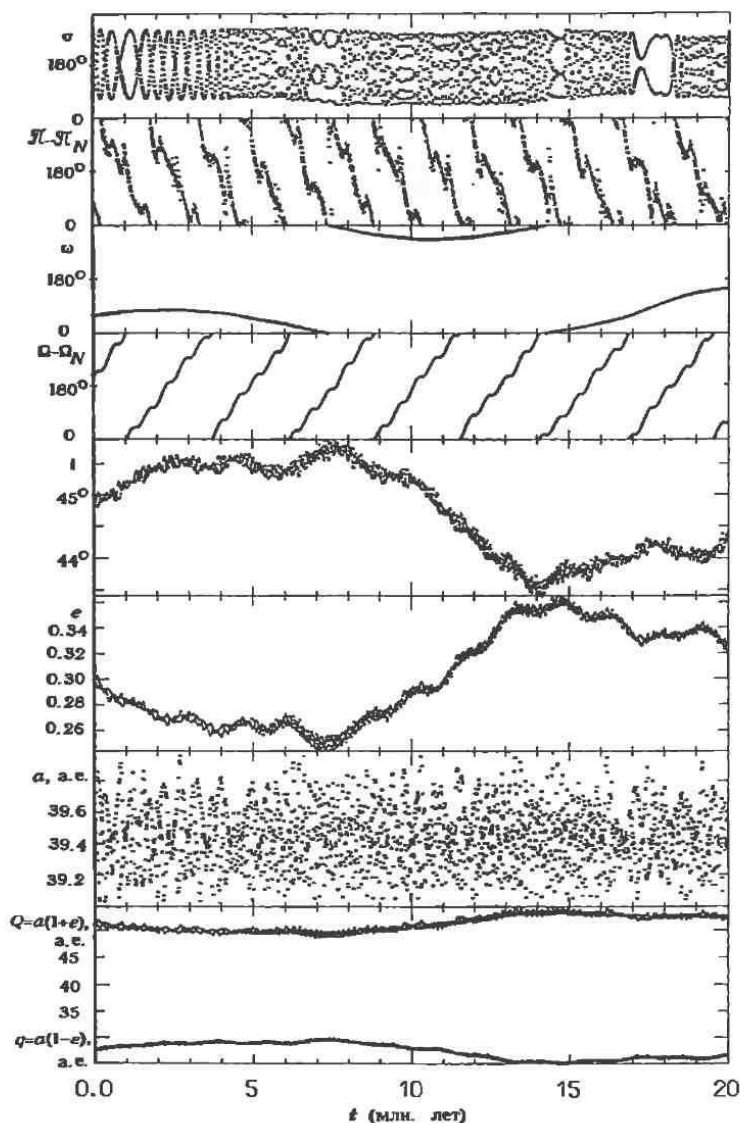


Рис. 7.5. (а) $e_0 = 0,3$, $i_0 = 45^\circ$, $\Omega_0 = \omega_0 = M_0 = 60^\circ$, тип *IL*

$a = 3,7863247$ а. е., $e = 0,3111012$, $i = 2,60485^\circ$, $\Omega = 40,25683^\circ$ и $\omega = 334,18825^\circ$ (момент прохождения перигелия — 19 января 1997 г. 19,70954 ТТ). Для 12-го пробного объекта в каждой серии мы рассматривали базовую орбиту из другой серии, но дата прохождения перигелия была такая же, как и во всей серии.

Для объекта P/1996 N2 значения a , e , i , Ω и ω для «соседних» орбит отличались от аналогичных значений для «базовой» орбиты на $\pm 0,005$ а. е., $\pm 0,015$, $\pm 0,05^\circ$, $\pm 2^\circ$ и $\pm 2^\circ$, соответственно. Эти различия были примерно в пять раз больше различий элементов, полученных на основе 15 (14 июля — 21 августа 1996 г.) и 29 (от 21 июля 1979 г. до 21 августа 1996 г.) наблюдений. Для базовой орбиты считалось, что $a = 3,15619$ а. е., $e = 0,16749$, $i = 1,38424^\circ$, $\Omega = 160,266^\circ$ и $\omega = 133,295^\circ$ при JDT 2 450 200,5 (27 апреля 1996). В это время средняя аномалия $M \approx 1,52^\circ$.

Интегрирование проводилось методом Булирша—Штера (интегратор BULSTO) на интервале $T \pm 2$ млн лет (в прошлое и будущее) для объекта P/1996 R2 и на интервале ± 1 млн лет для объекта P/1996 N2. С помощью более быстрого (но менее точного) интегратора RMVS3 из пакета SWIFT рассматривались большие интервалы времени. Начальный шаг интегрирования для интегратора RMVS3 брался равным 30 сут. Относительная точность интегрирования на шаге для метода Булирша—Штера бралась равной 10^{-9} – 10^{-8} . В большинстве вариантов расчетов учитывалось влияние всех $n_{pl} = 9$ планет. При исследовании эволюции орбиты объекта P/1996 N2 с помощью интегратора RMVS3 обычно не учитывалось влияние Меркурия ($n_{pl} = 8$), так как в этом случае учет влияния Меркурия приводил к большим ошибкам, чем пренебрежение этим влиянием. Этот факт связан, по-видимому, с заметно меньшим требуемым шагом численного интегрирования по сравнению с системой, не включающей в себя Меркурий. Для объекта P/1996 R2 при построении графиков точки брались через 100 лет для интегратора BULSTO и через 500–1000 лет для интегратора RMVS3. С помощью последнего интегратора эволюция орбиты рассматривалась до выброса объекта на гиперболическую орбиту (до 27 млн лет). Для объекта P/1996 N2 элементы орбит определялись через $\Delta t = 200$ лет для $T = \pm 1$ млн лет и через $\Delta t = 10$ лет при $T = \pm 0,1$ млн лет. При $T = \pm 20$ млн лет мы использовали интегратор RMVS3 и брали $\Delta t = 1000$ лет. Для базовой орбиты этого объекта интегрирование проводилось также на интервале $T = 200$ млн лет в будущее.

Используя интегратор BULSTO, мы получили, что для $T = 0,1$ млн лет значения разностей $\Delta e = e_{\max} - e_{\min}$ и $\Delta i = i_{\max} - i_{\min}$, полученных для $n_{pl} = 9$ и $n_{pl} = 8$, отличались только на 0,000015 и 0,00004°, соответственно, где 'max' и 'min' указывают максимальные и минимальные значения элементов орбит за рассматриваемый интервал времени. При шаге интегрирования, равном 30 сут, для интегратора RMVS3 точность интегрирования (по сравнению с результатами, полученными с помощью интегратора BULSTO) была лучше для $n_{pl} = 8$, чем для $n_{pl} = 9$. Например, при $T = 0,1$ млн лет разность между значениями Δe , полученными с помощью интеграторов RMVS3 и BULSTO, была $\sim 0,002$ для $n_{pl} = 9$ и $\sim 0,0005$ для $n_{pl} = 8$. Для разностей между значениями Δi при этих же значениях n_{pl} мы получили 0,0014° и 0,0003°, соответственно.

Остановимся сначала на результатах исследований эволюции орбит, близких к орбите объекта P/1996 R2. Получено, что в 1990 г. (JDТ 2448061,45) произошло тесное (до 0,21 а.е.) сближение этого объекта с Юпитером. Продолжительность сильных изменений элементов гелиоцентрической орбиты равнялась 4-м годам. Следующее тесное сближение с Юпитером (до 0,57 а.е.) произойдет в 2052 г. (JDТ 2470864,6). Только в 1996 г. минимальное расстояние объекта P/1996 R2 от Земли стало меньше 2 а.е. Хан и Лагерквист (1999) изучали эволюцию орбиты этого объекта в течение 270 лет.

В рассмотренных нами вариантах расчетов время T_h до выброса объекта на гиперболическую орбиту варьировалось от 0,05 до 27 млн лет при интегрировании в будущее и от -0,03 до -9,26 млн лет при интегрировании в прошлое (см. табл. 7.1 а–б). При использовании интегратора BULSTO медианное время жизни для двух серий расчетов равнялось -0,4 и 0,6 млн лет и -0,8 и 0,2 млн лет, соответственно. Для интегратора RMVS3 это время равнялось -0,45 и 0,3 млн лет и -0,25 и 0,5 млн лет, соответственно. Среди 48 абсолютных значений T_h , полученных с использованием интегратора BULSTO, 6 значений были меньше 0,1 млн лет, 3 значения превысили 2 млн лет и 8 значений находились между 1 и 2 млн лет. При использовании интегратора BULSTO в 10 из 48 случаев (т.е. примерно в 20 % случаев) минимальное перигелийное расстояние $q_{\min} < 1$ а.е. (см. табл. 7.1 в–г), причем при интегрировании в будущее это неравенство выполнялось в 8 из 24 вариантов (в 33 % случаев). Так как к моменту начала интегрирования в будущее объект уже некоторое время пересекал орбиту Юпитера, то результаты проведенных нами расчетов указывают на то, что не менее 33 % (до 40 %) подобных объектов, пересекавших орбиту Юпитера, достигали в ходе эволюции в перигелии орбиты Земли. При использовании симплектического интегратора RMVS3 орбиты Земли достигло вдвое меньше объектов (см. табл. 7.1 д–е): 3 объекта из 24-х при интегрировании в будущее и 1 из 24 при интегрировании в прошлое. Это отличие частично может быть связано с тем, что при использовании интегратора RMVS3 шаг, через который определялись элементы орбит, (500–1000 лет) был в несколько раз больше, чем при использовании интегратора BULSTO, и был сравним с самыми короткими интервалами времени пересечения орбиты Земли. Среднее значение интервала, в течение которого объект за время его жизни пересекал орбиту Земли, было порядка 5 тыс. лет, но отдельные интервалы

Таблица 7.1

Результаты моделирования эволюции орбит, близких к орбите объекта P/1996 R2

а. Времена жизни T_h (в млн лет). Метод интегрирования: BULSTO

< -2, 0,046	-1,03 0,27	-0,94 0,29	-0,53 0,40	-0,42 0,52	-0,40 0,55	-0,36 0,59	-0,30 0,60	-0,26 1,24	-0,12 1,46	-0,092 1,65	-0,029 1,92
< -2, 0,051	-1,23 0,061	-1,15 0,086	-0,89 0,172	-0,85 0,174	-0,80 0,21	-0,79 0,22	-0,77 0,23	-0,48 0,26	-0,42 0,90	-0,31 1,73	-0,14 > 2

б. Времена жизни T_h (в млн лет). Метод интегрирования: RMVS3

-9,26 0,067	-7,57 0,10	-2,5 0,12	-1,08 0,17	-0,54 0,22	-0,47 0,23	-0,43 0,27	-0,41 0,37	-0,31 0,56	-0,14 1,20	-0,083 1,24	-0,070 4,15
-4,64 0,048	-0,65 0,052	-0,64 0,075	-0,42 0,093	-0,39 0,12	-0,26 0,26	-0,22 0,74	-0,19 0,80	-0,15 0,95	-0,14 1,18	-0,050 1,47	-0,015 27,06

в. Минимальные расстояния $q_{\min}$ от Солнца (в а.е.). Метод интегрирования: BULSTO.

Интегрирование в прошлое

1,09	1,25	1,39	1,42	1,54	1,73	1,75	2,47	2,60	2,60	-2,60	2,60
0,002	0,30	1,05	1,12	1,23	1,32	1,49	2,11	2,29	2,60	2,60	2,60

г. Минимальные расстояния $q_{\min}$ от Солнца (в а.е.). Метод интегрирования: BULSTO.

Интегрирование в будущее

0,63	0,72	0,81	0,91	0,92	1,05	1,57	1,90	1,91	2,06	2,15	2,15
0,50	0,68	0,98	1,49	1,78	1,87	1,95	1,98	2,00	2,02	2,15	2,17

д. Минимальные расстояния $q_{\min}$ от Солнца (в а.е.). Метод интегрирования: RMVS3.

Интегрирование в прошлое

0,26	1,71	2,15	2,19	2,25	2,37	2,47	2,50	2,57	2,60	2,60	2,60
1,65	1,87	1,89	2,13	2,26	2,60	2,60	2,60	2,60	2,60	2,60	2,60

е. Минимальные расстояния $q_{\min}$ от Солнца (в а.е.). Метод интегрирования: RMVS3.

Интегрирование в будущее

0,98	1,17	1,21	1,31	1,46	1,93	2,21	2,53	2,57	2,60	2,60	2,60
0,71	0,83	1,41	1,42	1,94	1,94	1,99	2,27	2,60	2,60	2,60	2,60

были в несколько раз меньше. Другой (более важной) причиной указанного выше отличия является то, что при использовании интегратора RMVS3 тела редко попадают в резонансы с планетами, а резонансы с Юпитером иногда резко увеличивают эксцентриситеты орбит тел и уменьшают их перигелийные расстояния. Поэтому при исследованиях эволюции орбит тел, пересекающих орбиты Юпитера или Земли, нужно быть осторожным при использовании результатов расчетов, полученных с помощью интегратора RMVS.

Примерно в 2/3 случаев при $q_{\min} < 1$ а.е. минимальные значения большой полуоси a были меньше 3 а.е., но в тоже время они превышали 2,75 и 2,62 а.е. при использовании интеграторов BULSTO и RMVS3, соответственно. Среди 363 аполлонцев, известных летом 1999 г., 19, 7, 0 и 0 астероидов имели a в интервалах (2,5–2,75), (2,75–3), (3–3,5) и (3,5–4) а.е. Большие полуоси, соответственно, 38, 18, 9 и 2 амурцев (среди 346) лежали в таких же интервалах. По одному астероиду этих групп имели $a \approx 4,2$ а.е. То есть, только для 7% аполлонцев и 20% амурцев $a > 2,5$ а.е. Из-за того что астероиды с большими a труднее обнаруживать, для всех (а не только для уже открытых) астероидов групп Аполлона и Амура доли астероидов с такими a должны быть больше. При наших расчетах эволюции орбит объектов, близких к орбите объекта P/1996 R2, не были получены значения $a < 2,5$ а.е., которые имеют большинство объектов, сближающихся с Землей. Однако при исследовании эволюции орбит тел, пересекающих орбиту Юпитера, методом сфер действия Ипатова (1995 ж) получил значительное число тел с $a < 2,5$ а.е. (а отдельные тела даже с афелиями внутри

орбиты Земли). Результаты этих расчетов приведены также в § 7 настоящей главы. Предполагается изучить путем численного интегрирования уравнений движения эволюцию орбит, близких к орбитам других небесных объектов, пересекающих орбиту Юпитера, чтобы оценить вероятность значительного уменьшения a в ходе эволюции и получить численные оценки доли объектов, достигающих орбиты Земли, в этих случаях.

Доля объектов, выбрасываемых на орбиты с эксцентриситетами $1 < e < 1,01$, (среди орбит с $e > 1$) равнялась примерно $3/20$ и $1/5$ при использовании интеграторов BULSTO и RMVS3, соответственно. Для обоих интеграторов в одном из вариантов расчетов получено $e \approx 1,0001$. Тела, покидающие планетную систему по почти параболическим орбитам, попадают в облако Оорта.

В одних вариантах расчетов за время жизни объект участвовал менее, чем в 10 тесных (до радиуса сферы Хилла) сближениях с планетами-гигантами, а в других — в нескольких сотнях тесных сближений. Всего в 48 вариантах расчетов, проведенных с помощью интегратора RMVS3, было 2 469, 1 598, 402 и 435 тесных сближений, соответственно, с Юпитером, Сатурном, Ураном и Нептуном. Для сравнения отметим, что квадрат отношения радиуса сферы Хилла к радиусу планеты для этих планет равен 5 300, 11 360, 74 450 и 217 500, соответственно. Таким образом, вероятность столкновения подобных объектов с планетами-гигантами невелика и убывает с удалением планет от Солнца.

На рис. 7.6 приведены графики изменений со временем элементов орбит, близких к орбите объекта P/1996 R2. Небольшие изменения исходных орбит приводят к тому, что характер эволюции может существенно меняться. Обычно $i < 20^\circ$ (в том числе и в момент выброса на гиперболическую орбиту). Наклонения орбит на рис. 7.6–7.7 приводятся относительно начальной (при $t = 0$) плоскости орбиты Земли.

В варианте, представленном на рис. 7.6 (а), 80 тыс. лет назад минимальное расстояние объекта от Солнца равнялось 0,26 а.е., т.е. тело проникало внутрь орбиты Меркурия. Примерно 5 млн лет назад другой пробный объект в течение некоторого интервала времени двигался в транснептуновом поясе по слабо эксцентричной орбите (рис. 7.6 (б)). Пример долгой (27 млн лет) жизни объекта представлен на рис. 7.6 (в). В этом случае объект перешел на сильно эксцентричную орбиту с $a > 200$ а.е., перигелий которой в течение ~ 20 млн лет лежал около орбиты Нептуна. Такие орбиты могут быть и у некоторых реальных небесных объектов.

В отличие от рис. 7.6 (а)–(в), на рис. 7.6 (г)–(к) приведены результаты расчетов, полученные с помощью интегратора BULSTO, а не RMVS3. Использование более точного метода интегрирования (BULSTO) позволяет лучше исследовать выходы объектов на резонансные орбиты. В случае, представленном на рис. 7.6 (г), объект некоторое время находился в резонансе 3 : 7 с движением Юпитера ($a = 2,96$ а.е.), потом попал в резонанс 2 : 5 ($a = 2,82$ а.е.), где он достигал в перигелии орбиты Земли, и, выйдя из этого резонанса, резко увеличил a и перигелийное расстояние $q = a(1 - e)$. Гораздо дольше находился на резонансных орбитах (резонансы 1 : 1, 4 : 5 и 2 : 3 с движением Юпитера) другой пробный объект (рис. 7.6 (д)), причем он одновременно был в резонансе 4 : 5 и резонансе Козаи ($\omega \approx 270^\circ$). При резонансе 2 : 3 удвоенная амплитуда (размах) изменений e достигала 0,8, а удвоенная амплитуда изменений $i \sim 40^\circ$, и орбита объекта при этом периодически пересекала орбиту Земли. Объект находился в резонансе 3 : 2 с движением Сатурна в течение более миллиона лет в случае, представленном на рис. 7.6 (е), и около 0,5 млн лет — в случае рис. 7.6 (ж). Изменения эксцентриситета при этом резонансе, в основном, не превышали 0,2. В случае рис. 7.6 (ж) большая полуось орбиты объекта некоторое время была близка к большой полуоси орбиты Урана. На рис. 7.6 (з) представлен случай, когда объект в течение более 300 тыс. лет находился в резонансе 1 : 2 с Юпитером ($a = 3,28$ а.е.). Амплитуда изменений a при этом была $\sim 0,1$ а.е., а изменения e и i были сравнительно небольшими.

Перед выбросом объекта на гиперболическую орбиту во многих случаях (рис. 7.6 (в)–(г), (з) при интегрировании в будущее и рис. 7.6 (а)–(б), (к) при интегрировании в прошлое) эксцентриситет довольно продолжительное время превышал 0,9 (а иногда был близок к 1). Перигелий орбиты при этом обычно лежал около орбиты планет-гиганта (Юпитера — рис. 7.6 (а), (г), (к), Сатурна — рис. 7.6 (б), (з), Нептуна — рис. 7.6 (в)). На интервалах времени, рассматриваемых на рис. 7.6 (е)–(ж), (и), объекты не были выброшены на гиперболические орбиты. Число рассмотренных вариантов, в которых перигелий орбиты объекта некоторое время до его выброса на гиперболическую орбиту лежал около орбиты Юпитера, в 4 раза больше, чем число вариантов, в которых перигелий находился около орбиты Сатурна. Юпитер,

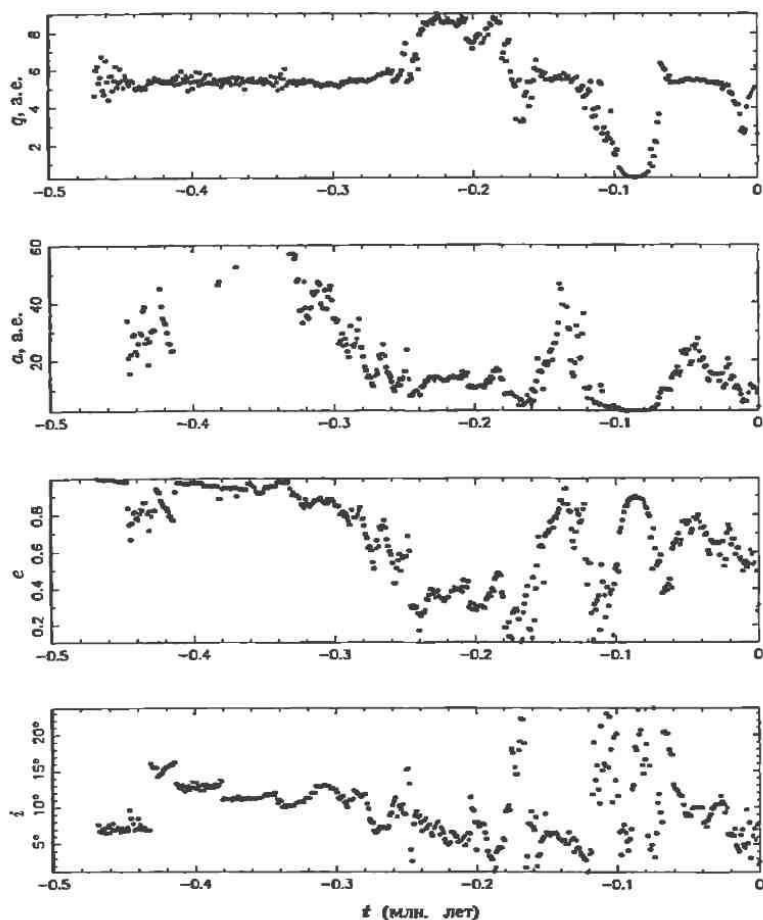


Рис. 7.6. (а) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.). Во всех вариантах расчетов начальные орбиты близки к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце—планеты—объект с помощью интегратора RMVS3

как правило, выбрасывал объект сравнительно быстро, а среди объектов, выброшенных более, чем через миллион лет, доли Юпитера и Сатурна были близки. Только в одном рассмотренном варианте перигелий орбиты перед выбросом объекта лежал около орбиты Нептуна, и не было получено случаев, когда он лежал около орбиты Урана. В ряде вариантов расчетов перигелий орбиты объекта перед его выбросом не был близок к большой полуоси орбиты какой-либо планеты. Например, q долгое время менялось около 8 а.е. или между 6 и 9 а.е.

При эволюции орбиты, представленной на рис. 7.6 (и), перигелийное расстояние неоднократно было меньше большой полуоси орбиты Меркурия и достигало 0,002 а.е. При $-0,8 \text{ млн лет} < t < -0,55 \text{ млн лет}$ объект был в резонансе 3 : 4 с движением Юпитера ($a = 4,29 \text{ а.е.}$) и большую часть этого интервала времени одновременно находился в резонансе Козаи ($\omega \approx 270^\circ$). Изменения e и i были велики, и i даже достигало 160° . При $t \sim -0,3 \text{ млн лет}$ в течение 40 тыс. лет объект находился в резонансе 1 : 1 с Юпитером. Полученные нами временные захваты объектов в этот резонанс указывают на то, что некоторые из троянцев Юпитера могли быть захвачены извне.

На рассматриваемом интервале времени (до 200 млн лет) элементы всех орбит, близких к орбите объекта P/1996 N2, менялись квазипериодически. Интервалы изменений большой

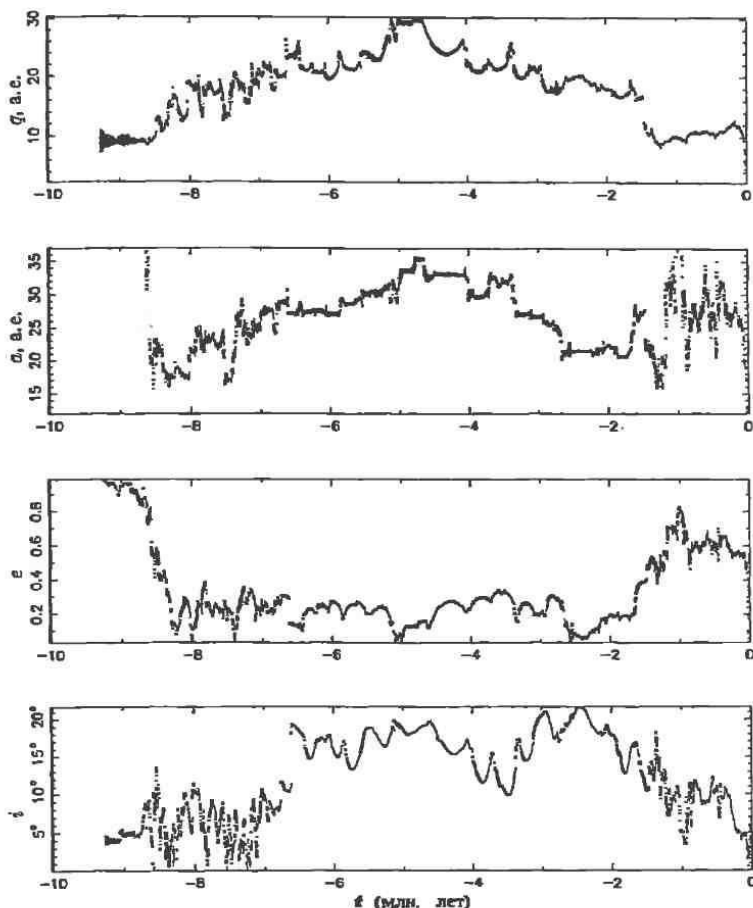


Рис.7.6. (6) См. рис.7.6(а)

полуоси, эксцентриситета и наклона орбиты этого объекта равнялись $\Delta a = a_{\max} - a_{\min} \approx 0,041$ а.е., $\Delta e \approx 0,11$ и $\Delta i \approx 3,5^\circ$ соответственно. Для близких орбит отличия значений Δa и Δe не превышали 11 % (от значений Δa и Δe , соответственно) при варьировании начальных значений a ($\pm 0,005$ а.е.), а отличия значений Δa равнялись 7 % при варьировании начальных эксцентриситетов ($\pm 0,015$). При варьировании начальных значений наклона i ($\pm 0,05^\circ$), долготы восходящего узла Ω ($\pm 2^\circ$) и аргумента перигелия ω ($\pm 2^\circ$) изменения Δa , Δe и Δi не превышали 2 %. Изменения элементов орбиты объекта P/1996 N2 на интервале времени 1 млн лет при интегрировании в прошлое представлены на рис. 7.7. Значения Δa , Δe и Δi , полученные с помощью интегратора RMVS3 для интервалов времени, равных 20 и 200 млн лет, отличаются не более, чем на несколько процентов, от соответствующих значений, полученных с помощью интегратора BULSTO для 1 млн лет. Во всех рассмотренных вариантах расчетов ω возрастало на 360° за время $T_\omega \approx 6$ тыс. лет, значения $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ убывали на 360° за $T_\Omega \approx 20$ тыс. лет и $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ возрастало на 360° за $T_\pi \sim 10$ тыс. лет, где $\pi = \Omega + \omega$, Ω_J и π_J — значения Ω и π для Юпитера. Объект P/1996 N2 имеет наименьшее наклонение среди реальных астероидов с близкими значениями a , и поэтому вероятность его столкновения с другими астероидами больше.

Период основных изменений a для объекта P/1996 N2 равен 110 годам, а удвоенная амплитуда изменений e с этим периодом близка к 0,02–0,03. При таких изменениях минимум e соответствует максимуму a , а максимум e — минимуму a . Период основных изменений e равен

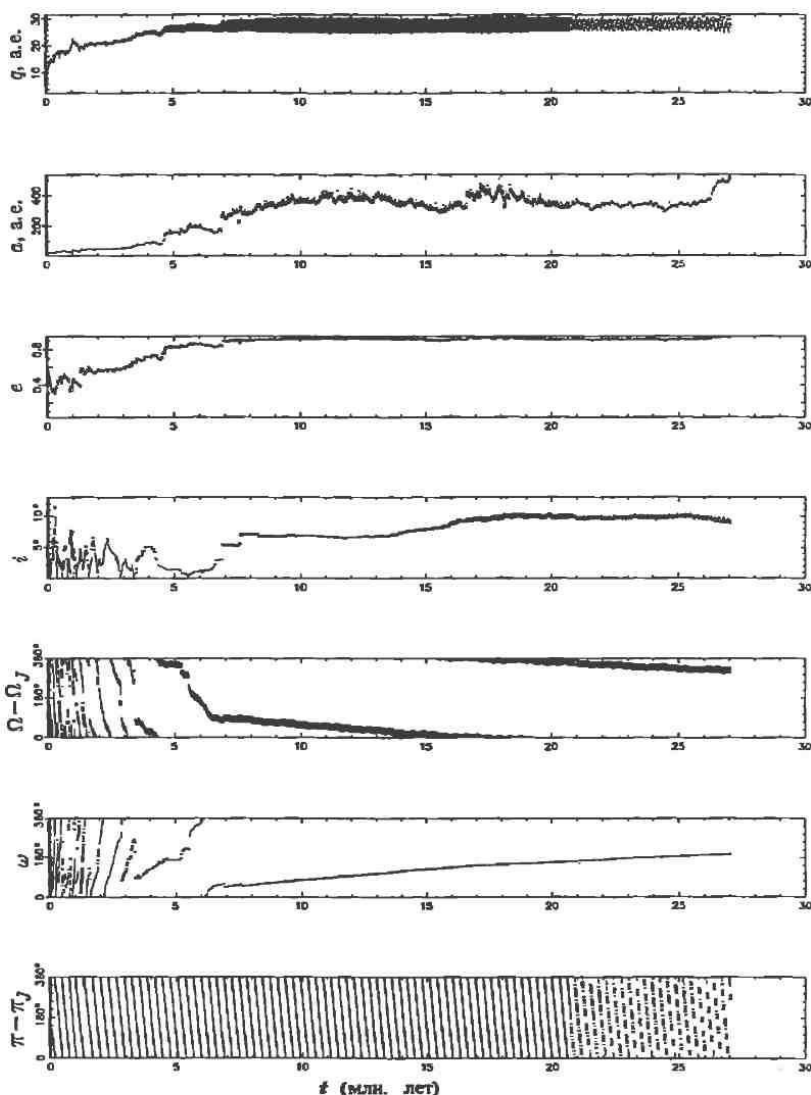


Рис. 7.6. (в) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Во всех вариантах расчетов начальные орбиты близки к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце—планеты—объект с помощью интегратора RMVS3

$T_e \approx 8,4$ тыс. лет, а i меняется с периодом $T_i \approx 12$ тыс. лет. Значения e и i меняются также с периодами $T_{eJ} \approx 54$ тыс. лет и $T_{iJ} \approx 49$ тыс. лет, соответственно, где T_{eJ} и T_{iJ} — периоды изменений e и i для Юпитера (для Сатурна периоды те же самые). Удвоенная амплитуда ($2A = \max - \min$) изменений e с периодом T_e меняется от 0,06 до 0,1 в течение T_{eJ} . Она максимальна, когда эксцентриситет e_J орбиты Юпитера максимален, и достигает минимума, когда e_J минимален. Эти изменения амплитуды вызваны влиянием Сатурна. В случае задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид) изменения e с периодом T_e одинаковы в ходе эволюции.

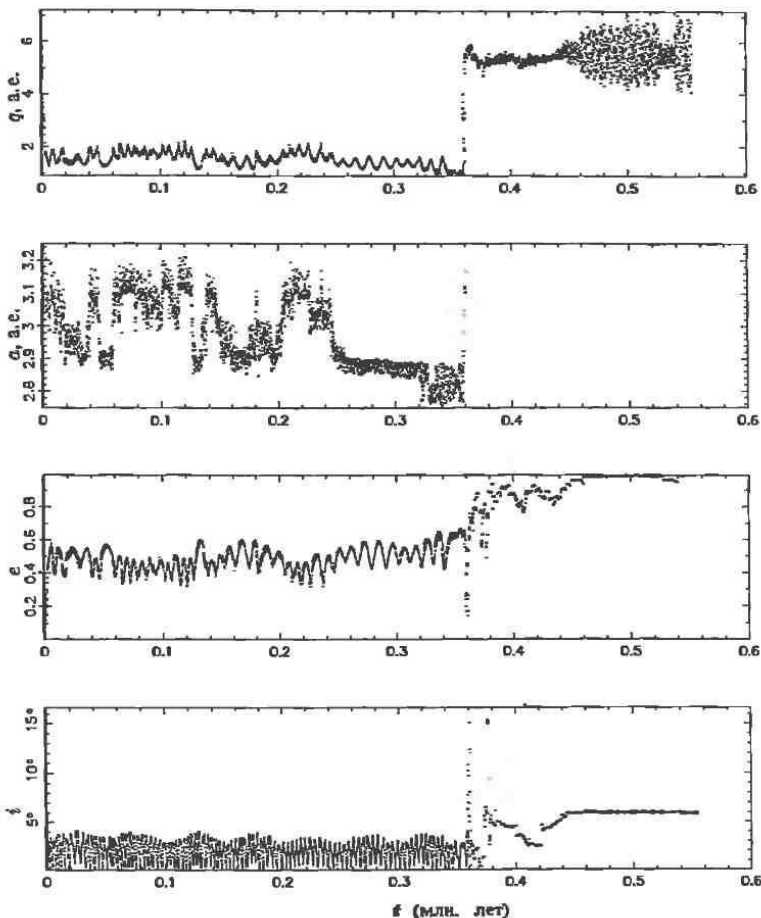


Рис. 7.6. (г) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце—планеты—объект методом Булирша—Штера

Как и для большинства других нерезонансных астероидов (см. главу III), $\Delta\pi$ для объекта P/1996 N2 увеличивается на 360° в течение T_e , $\Delta\pi \approx 0$, когда e достигает максимума, и $\Delta\pi \approx 180^\circ$, когда e достигает минимума. Значения i меньше, когда наклонение i_J Юпитера минимально. В течение $T_{iJ} \approx 4T_i$ одно или два минимальных значения i близки к 0. В эти моменты времени значения $\Delta\Omega$ и ω быстро меняются на 180° . Остальное время $\Delta\Omega$ меняется около 0 с периодом T_i и амплитудой, не превышающей 90° . При варьировании начальных значений a и e , равном соответственно $\pm 0,005$ а.е. и $\pm 0,015$, изменения T_π равнялись $\pm 4\%$ и $\pm 3\%$, а изменения T_i равнялись $\pm 2\%$ и $\pm 4\%$, соответственно. При другом варьировании начальных данных изменения T_π и T_i были значительно меньше.

§ 7. Исследования методом сфер миграции малых тел под влиянием планет

1. Варианты расчетов

Проведенные нами исследования миграции тел к Земле из различных областей Солнечной системы основаны на результатах расчетов эволюции орбит $N_0 = 500$ тел, движущихся вокруг

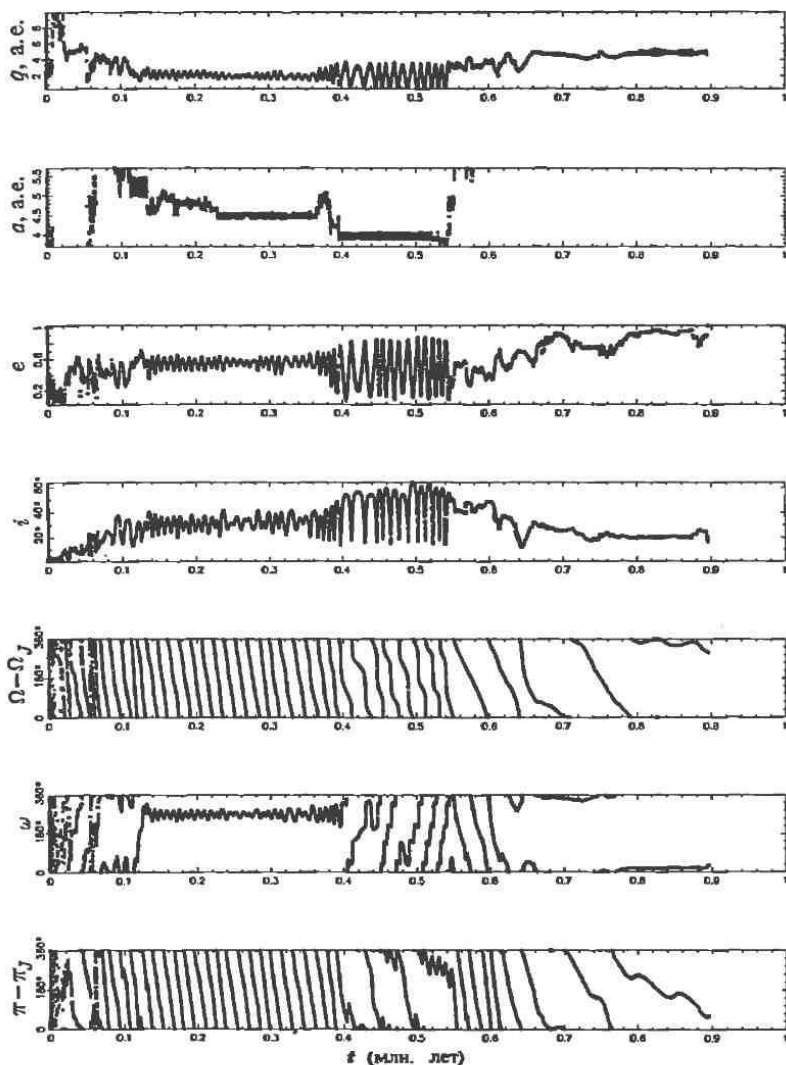


Рис. 7.6. (д) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены методом Булирша—Штера

Солнца при возмущающем влиянии планет и выпадающих на них при столкновениях. Гравитационное влияние планет учитывалось методом сфер действия. В большинстве вариантов расчетов использовался детерминированный метод выбора пар сближающихся объектов (см. приложение 1). При использовании вероятностного метода получено, что эволюция орбит примерно такая же, но время эволюции больше. Взаимодействия тел между собой не рассматривались.

В каждом из вариантов расчетов начальные значения больших полуосей и эксцентриситетов орбит были одинаковыми для всех тел и равнялись, соответственно, a_0 и e_0 . Если не оговорено особо, то ниже речь идет о пространственной (трехмерной) модели (при среднем наклоне $i_{av} \approx 15^\circ$). Плоская модель рассматривалась как ограниченный случай малых наклонов и для большей статистики столкновений. Начальные ориентации орбит тел были

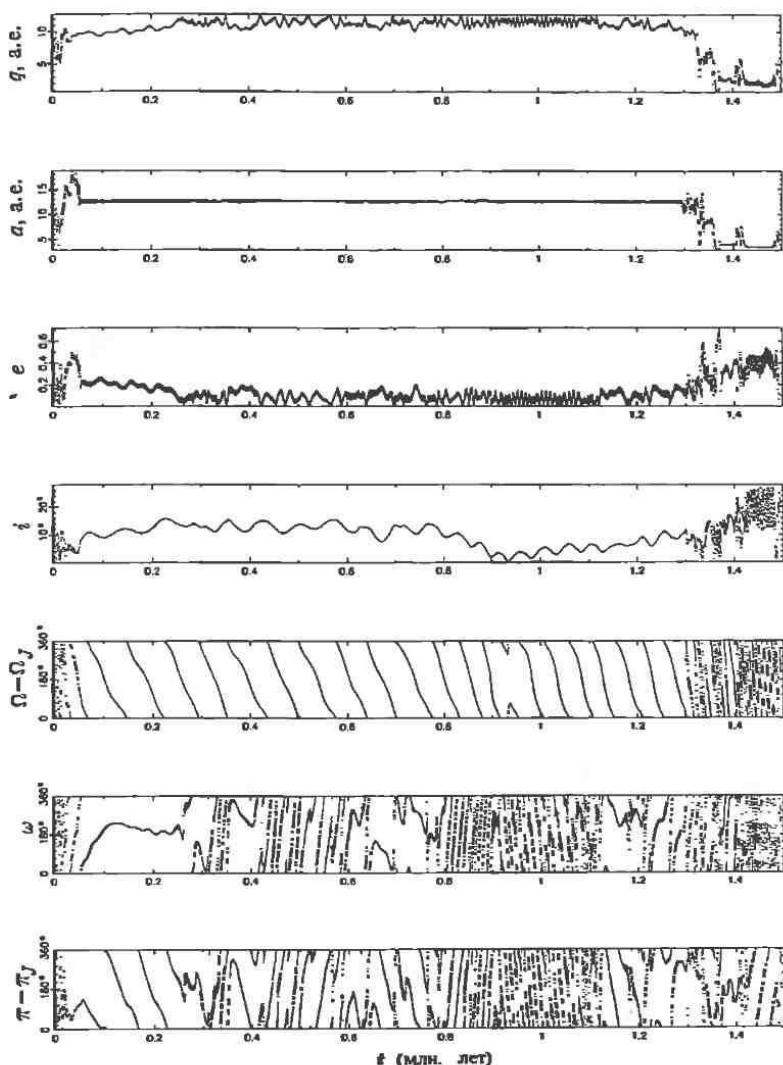


Рис. 7.6. (е) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитере, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены методом Булирша—Штера

различными и выбирались с помощью датчика псевдослучайных чисел. Некоторые пары рассмотренных значений a_0 и e_0 представлены в табл. 7.2. Начальные орбиты тел пересекали орбиту, по крайней мере, одной планеты. Через T_i в табл. 7.2 обозначены интервалы времени (полученные при $\zeta = 1$, обозначение ζ приведено в § 2 главы IV), через которые число тел N уменьшается в два раза (с N_0 до $N_0/2$); $k_{\oplus} = N_{\oplus}/N_0$, где $N_{\oplus}$ — число тел, столкнувшихся с Землей; k_h — отношение числа тел, выброшенных в ходе эволюции на гиперболические орбиты, к числу тел, столкнувшихся с планетами.

Пара ($a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$) соответствует типичной орбите астероидов группы Аполлона. Численные расчеты задачи трех тел показали, что некоторые фиктивные астероиды из люка 1 : 3 под влиянием Юпитера за время $\leq 10^5$ лет увеличивают эксцентриситеты своих орбит

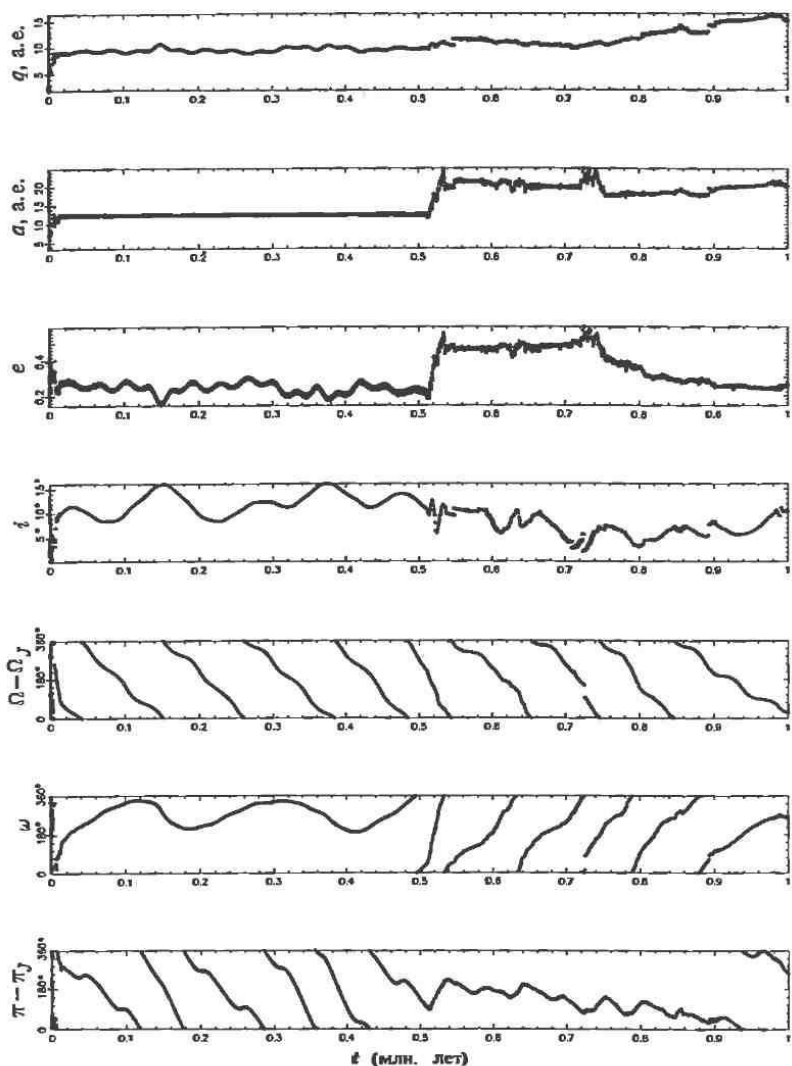


Рис. 7.6. (ж) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклоны i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены методом Булирша—Штера

с 0,15 до 0,4 (Ешикава, 1990; Илатов, 1980 а, 1988 а; Узиздом, 1982) и начинают пересекать орбиту Марса, не достигая при этом орбиты Земли. Пара ($a_0 = 2,5$ а.е., $e_0 = 0,4$) соответствует такому случаю. Как отмечалось в главе III, среди тел, попавших в люк Кирквуда 2 : 5, доля тел, достигавших орбиты Земли за 10^5 лет, вероятно, не меньше 1/6. Характерный максимальный эксцентриситет орбит тел, достигавших при резонансе 2 : 5 орбиты Земли, равен 0,7 (Илатов, 1989 а). Поэтому считалось, что пара ($a_0 = 2,82$ а.е., $e_0 = 0,7$) соответствует характерным орбитам, достигающим из резонанса 2 : 5 орбиты Земли. Эволюция орбит тех тел из люка 2 : 5, которые пересекают только орбиту Марса, больше похожа на эволюцию орбит для пары ($a_0 = 2,5$ а.е., $e_0 = 0,4$). Орбиты некоторых тел из люка 1 : 3 под влиянием Юпитера могут пересекать орбиту Земли и эволюция их орбит похожа на эволюцию орбит в случае $a_0 = 2,82$ а.е.

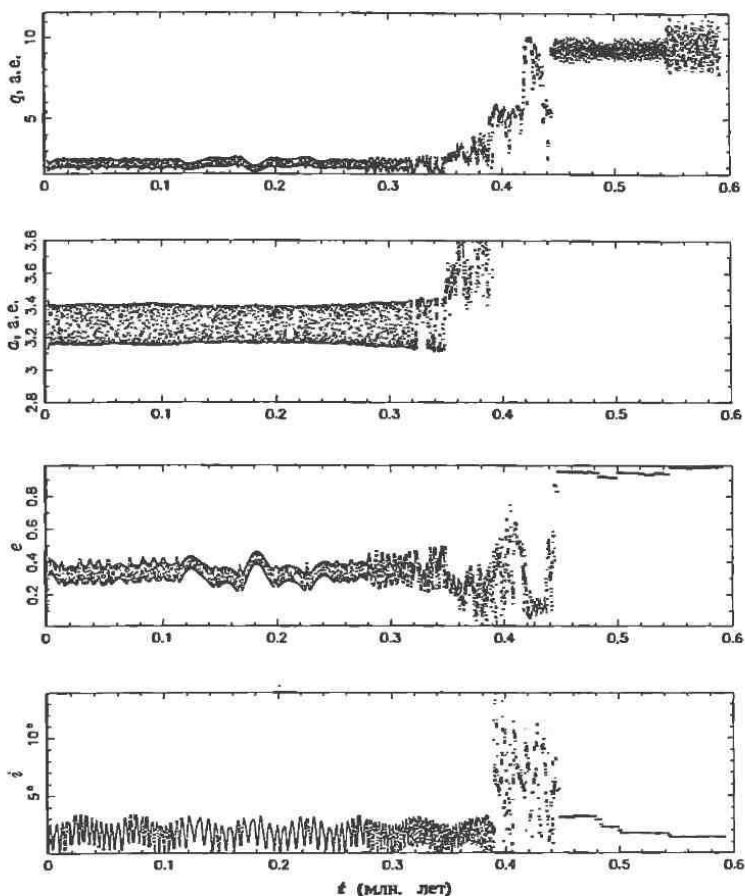


Рис. 7.6. (з) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены методом Булирша—Штара

и $e_0 = 0,7$. Под влиянием Юпитера за время $\sim 10^4 - 10^5$ лет эксцентриситеты орбит резонансных астероидов могут меняться в несколько раз, и эти орбиты достигают орбит Марса и Земли только в течение части периода изменения эксцентриситета. Поэтому реальные времена нахождения астероидов в резонансах в несколько раз больше, чем для рассматриваемой модели.

Пара ($a_0 = 25$ а.е. и $e_0 = 0,5$) соответствует объектам, орбиты которых пересекают орбиты Нептуна и Урана. Пара ($a_0 = 7,0$ а.е. и $e_0 = 0,5$) характеризует некоторые тела, пересекающие орбиту Юпитера (находящиеся в пути из зоны Нептуна к Земле). Если объекты пересекают только орбиту Нептуна, то время T_1^* двукратного уменьшения числа тел диска может быть значительно больше, чем для $a_0 = 25$ а.е. и $e_0 = 0,5$.

2. Выбросы тел на гиперболические орбиты и их столкновения с планетами

Во всех вариантах расчетов, представленных в табл. 7.2, получено, что для пространственной модели масса тел, выброшенных на гиперболические орбиты, примерно на порядок превышает массу тел, выпавших на планеты. Даже для плоской модели не менее одной трети тел выбрасывалось на гиперболические орбиты. Поэтому динамические времена жизни таких тел (до их выброса на гиперболические орбиты) на порядок меньше характерных времен до их столкновений с планетами, получаемых по формулам для вычисления T_{3c} и T_{3c}^* без учета выброса тел.

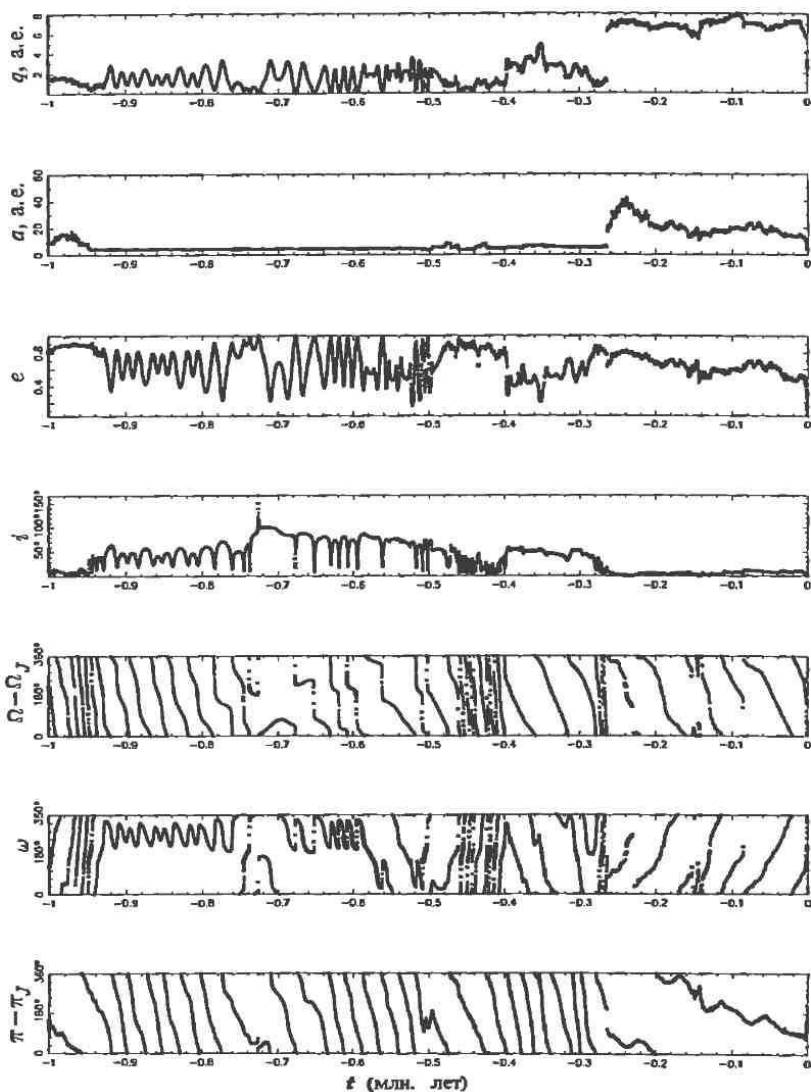


Рис. 7.6. (и) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклона i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце—планеты—объект методом Булирша—Штера

В табл. 7.3 для ряда вариантов расчетов представлены относительные значения числа тел, выброшенных на гиперболические орбиты, эксцентриситеты e которых лежат в указанных интервалах. Для 94–99 % тел получено $1,01 \leq e \leq 2$. Эксцентриситеты $1,0 < e < 1,0001$ были получены, в основном, при $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$. При исследовании миграции тел на последних стадиях аккумуляции планет-гигантов наряду с распределением по e тел, выброшенных на гиперболические орбиты, Ипатов (1989б) рассматривал также распределение этих тел по удельному угловому моменту $c' = \sqrt{a(1 - e^2)}$.

Для пар ($a_0 = 2,5$ а.е., $e_0 = 0,4$) и ($a_0 = 2,82$ а.е., $e_0 = 0,7$) доля начальных тел, столкнувшихся с Землей в ходе эволюции, получена порядка 0,06 и 0,01, соответственно. Конкретные

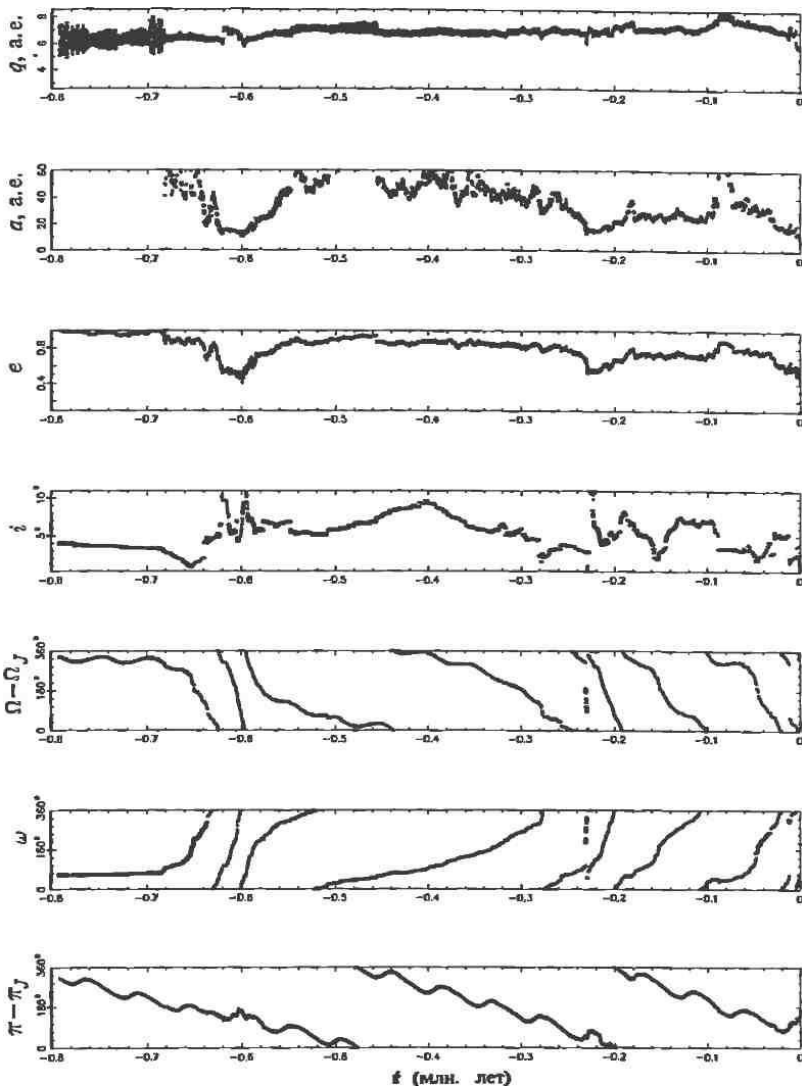


Рис. 7.6. (к) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), эксцентриситета e , перигелийного расстояния $q = a(1 - e)$ (в а.е.), наклонения i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 R2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце—планеты—объект методом Булирша—Штера

оценки миграции к Земле вещества из транснептунового пояса зависят от распределения тел этого пояса по их массам и элементам орбит.

На рис. 7.8 (а)–(з) для ряда пар a_0 и e_0 представлены большие полуоси и эксцентриситеты орбит тел, столкнувшихся с Землей. Ромбиками помечены результаты, полученные для пространственной модели, а крестиками — для плоской модели. Пунктирные линии указывают значения a и e , для которых афелии или перигелии орбит равны 1 а.е. Получено, что перигелии или афелии орбит тел, столкнувшихся с Землей, располагались, в основном, около орбиты Земли. Для пространственной модели афелии орбит многих тел, сталкивавшихся с Землей, были близки к 1 а.е. даже при $a_0 > 1$ а.е. Эксцентриситеты этих орбит обычно

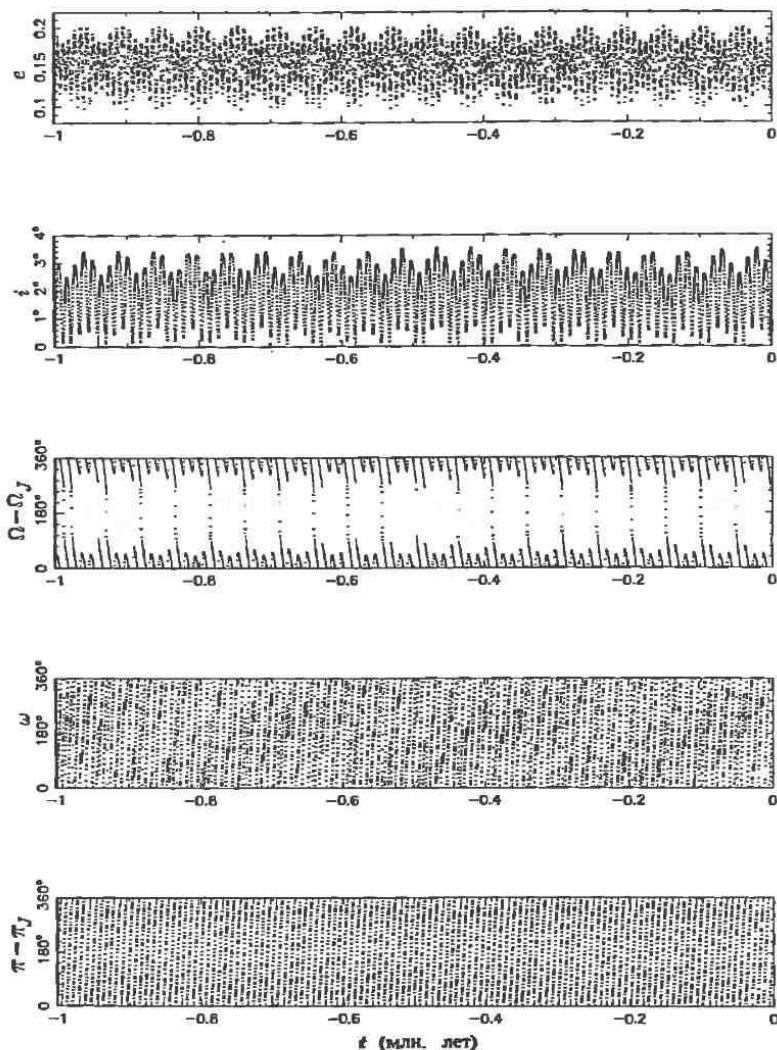


Рис. 7.7. Изменения со временем (в млн лет) эксцентриситета e , наклона i (в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов тела и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев тела и Юпитера (все углы приводятся в град.). Начальная орбита близка к орбите объекта P/1996 N2. Результаты получены путем численного интегрирования системы Солнце-планеты-объект методом Булirша-Штeра

были невелики. Отметим, что перигелии двух из четырех известных орбит метеоритов были близки к 1 а.е. (равнялись 0,97 и 0,99 а.е.) (Бронштeн, 1987, 1994).

Число объектов, сталкивавшихся с Венерой, как и в работе Везерилла (1989), было близко к числу тел, сталкивавшихся с Землей, а иногда немного превышало это число. Доля тел, сталкивавшихся с Меркурием и Марсом, существенно зависела от значений a_0 и e_0 . В случае $a_0 = 2,5$ а.е. и $e_0 = 0,4$ доля тел, сталкивавшихся с Меркурием, была вдвое меньше, чем для Земли, а при $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ была немного меньше, чем для Земли. При остальных исходных данных, представленных в табл. 7.2, эта доля была такого же порядка, как и для Земли. Доля тел, столкнувшихся с Марсом, в случае $a_0 = 2,5$ а.е. и $e_0 = 0,4$ была вдвое меньше, чем для Земли. В остальных вариантах расчетов она была значительно меньше.

Таблица 7.2

Некоторые характеристики эволюции диска
из 500 тел под влиянием планет

a_0 (а.е.)	1,7	2,5	2,82	7	25
a_0	0,5	0,4	0,7	0,5	0,5
Плоская модель					
$k_{\oplus}$	0,4	0,03	0,14	0,04	0,014
T_i (лет)	10^3	$8 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$	10^3	$2 \cdot 10^4$
Пространственная модель					
$k_{\oplus}$	0,04	0,06	0,01	0,0005	0,0003
k_h	8	5	20	30	20
T_i (лет)	10^6	10^7	$2 \cdot 10^5$	10^5	10^6

Примечание: a_0 — начальное значение больших полуосей орбит тел в а.е.; e_0 — начальный эксцентриситет орбит тел; T_i — время, за которое число тел уменьшается вдвое; $k_{\oplus}$ — доля тел, столкнувшихся с Землей в ходе эволюции; k_h — отношение числа, тел выброшенных на гиперболические орбиты, к числу тел, столкнувшихся с планетами.

Таблица 7.3

Доля тел (в процентах), выброшенных на гиперболические орбиты,
эксцентриситеты которых находятся в различных интервалах

a_0	e_0	$e > 2$	1,1 — 2	1,01 — 1,1	1,001 — 1,01	1,0001 — 1,001	1,00001 — 1,0001
0,6	0,4	2,7	38,7	41,3	16	1,3	
1,7	0,5	0,4	44,6	39	10,8	3,2	0,7
2,5	0,4	0,8	45,3	38,1	13,2	2,6	
2,82	0,7	1,3	39,7	39,7	14,7	4,5	
7	0,5	0,2	40,5	46,3	11,8	0,8	0,2
25	0,5	0,4	35,9	47,3	14,4	1,5	0,2

3. Миграция тел в Солнечной системе

На рис. 7.9–7.11 представлено распределение больших полуосей и эксцентриситетов орбит тел на некоторых этапах эволюции рассматриваемых дисков (когда число тел в диске $N = 250$ и $N = 100$). Кружком помечены значения a_0 и e_0 . Так же, как и на рис. 7.8, ромбиками и крестиками помечены значения a и e , соответственно, для пространственной и плоской моделей. Пунктирными линиями указаны значения a и e , для которых афелии или перигелии равны большим полуосям орбит планет. Для сравнения на рис. 7.12 приведены значения a и e для реальных астероидов, перигелии орбит которых меньше 1,33 а.е. (ромбики), для троянцев (крестики) и для комет (квадратики).

Во всех рассмотренных вариантах расчетов в ходе эволюции большие полуоси орбит одних тел увеличивались, а других уменьшались. Тела стремились проникнуть во все области Солнечной системы. Отдельные тела из группы Аполлона проникали за орбиту Нептуна (рис. 7.11 (а)), а некоторые тела из зоны Нептуна изменяли свои орбиты так, что они целиком попадали внутрь орбиты Венеры (рис. 7.9 (з) и 7.10 (з)).

Среди тел, пришедших из зон планет-гигантов, доля тел, пересекающих орбиту Земли, на порядок больше доли тел, орбиты которых пересекают только орбиту Марса и обычно $e > 0,6$ (рис. 7.9 (ж)–(з) и 7.10 (ж)–(з)). Эти результаты указывают на то, что захват тел транснептунового пояса Марсом невелик. Если к тому же учесть, что число астероидов группы Амура больше, чем группы Аполлона (по данным Хелин и Шумейкера (1979), соответственно, 1500 и 800 объектов ярче 18-й звездной величины), а большинство астероидов группы Амура не могло прийти из группы Аполлона, то получаем, что большинство объектов группы Амура должно иметь астероидное происхождение.

Из-за ограниченности метода сфер действия в рассмотренных вариантах расчетов было завышено число троянцев с большими ($> 0,2$) эксцентриситетами орбит. В действительности, такие объекты быстро выбрасываются Юпитером. Число реальных троянцев радиуса $r > 1$ км оценивается Фернандезом (1994) $\sim 10^5$, а с диаметрами $d > 15$ км — несколькими тысячами.

При $a_0 = 25$ а.е., $e_0 = 0,5$ и $N = 100$ около орбит планет-гигантов мы получили люки в распределении перигелиев орбит тел (рис. 7.11 (г)).

На последних стадиях эволюции всех рассмотренных дисков (даже при $a_0 = 25$ а.е.), орбиты некоторых тел целиком располагались внутри орбит Земли и Венеры, причем для некоторых дисков доля тел, орбиты которых целиком лежали внутри орбиты Земли, была значительной (рис. 7.10 (а), (в), (д)). Ипатов (1993б) предположил, что число таких тел в Солнечной системе может быть велико и некоторые из них могут мигрировать к орбите Земли. При $a_0 = 0,3$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (тела, первоначально сближавшиеся только с Меркурием) в ходе эволюции диска около 3% начальных тел столкнулись с Землей. В журнале «Звездочет» № 9 за 1998 г. (с. 9) отмечается, что первый объект (1998 DK₃₆), орбита которого полностью находится в пределах орбиты Земли, был обнаружен в феврале 1998 г. Для объектов 1998 XX₂ и 1999 AO₁₀ афелийное расстояние $Q \approx 1,013$ а.е.

4. Времена эволюции дисков тел

Заметим, что при $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$, а также при $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ время T_t уменьшения числа тел в диске вдвое на два порядка меньше средних времен $T_{3c} \approx (2,6-2,8) \cdot 10^8$ лет до столкновений тел с Землей, полученных для этих значений a_0 и e_0 при $\Delta i = 15^\circ$. Для плоской модели значения T_t на порядок меньше значений T_{2c} (ср. табл. 7.2 и 7.4). Эти отличия значений T_t и T_{3c} (или T_{2c}) связаны с тем, что в первую очередь сближаются с планетами те тела, для которых времена до сближений с планетами минимальны (меньше среднего времени T_{3c}). В пространственном случае еще один порядок в указанных выше отличиях времен обусловлен выбросом большинства тел на гиперболические орбиты. Используемый нами метод сфер действия не учитывает того, что при резонансах с Юпитером тела, как правило, не сближаются до радиуса сферы действия Юпитера. Учет резонансов с планетами увеличивает промежутки времени до выброса тел на гиперболические орбиты и до их столкновений с планетами.

В случае $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ (исходные орбиты тел пересекаются с орбитами Марса и Земли) при $N = N_0/2$ получено, что орбиты $0,1N_0$ тел пересекают орбиту Земли, но не пересекают орбиту Юпитера и времена их дальнейшей эволюции могут на порядок превышать T_t . Учитывая долю астероидов, пересекающих орбиту Земли, и ту часть времени, когда их перигелии лежат внутри орбиты Земли, мы получаем, что более 10% тел из резонанса 2:5, которые сталкиваются с Землей, сталкиваются с ней менее, чем через 10^6 лет. Времена до последних столкновений могут превышать 10^8 лет для всех рассмотренных исходных данных.

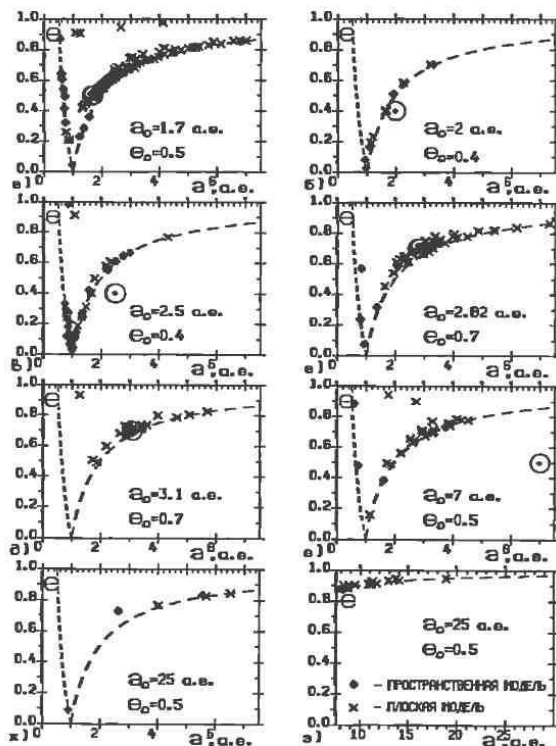


Рис. 7.8. Большие полуоси a (в а.е.) и эксцентриситеты e орбит тел, столкнувшихся с Землей, при эволюции дисков, первоначально состоявших из планет и 500 тел. Гравитационное влияние планет учитывалось методом сфер действия. Центр круга соответствует начальным значениям a и e . Пунктирные линии обозначают значения a и e , при которых афелии или перигелии равны 1 а.е. Ромбы соответствуют пространственной модели, а крестики — плоской модели

При $a_0 = 2,5$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (характерная орбита для резонанса 1 : 3, пересекающая только орбиту Марса (Ипатов, 1980 а)) время T_i на порядок больше, чем при $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (характерная орбита астероидов группы Аполлона), и в десятки раз больше, чем при $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ (характерная орбита для резонанса 2 : 5, пересекающая орбиты Марса и Земли (Ипатов, 1980 а, 1989 а)). Эти различия связаны с тем, что тела, первоначально сближавшиеся только с Марсом, довольно медленно переходят на орбиты, пересекающие орбиту Земли. В первых двух указанных выше сериях расчетов эксцентриситеты орбит тел, пересекающих орбиту Земли, в основном, меньше, чем при $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$, и, следовательно, больше их динамическое время жизни и вероятность их столкновения с Землей. Поэтому хотя из люка 2 : 5 орбиты Земли достигает большее количество тел, чем из люка 1 : 3, доля тел, выпавших на Землю из люка 2 : 5, может быть меньше, чем из люка 1 : 3.

В случае $a_0 = 7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ значения T_i на порядок меньше значений времен жизни реальных объектов, пересекающих орбиту Юпитера. Это связано как с ограниченностью метода сфер действия, так и с тем, что мы наблюдаем, в основном, объекты с большим временем жизни, а остальные объекты уже выброшены на гиперболические орбиты или столкнулись с планетами.

Часть времени эволюции малые тела, взаимодействующие с планетами, проводят в резонансах с этими планетами (Заусаев и Пушкарев, 1993; Ипатов, 1979 а, 1981 а; Крезак, 1994; Милани и др., 1989; Уигл и Шелус, 1993). Поэтому реальные времена до столкновений тел с планетами или до их выброса на гиперболические орбиты могут быть больше, чем при расчетах с помощью метода сфер действия.

§ 8. Характерные времена до выпадений тел на Землю

1. Характерные времена до столкновения с Землей объектов, сближающихся с Землей

Используя формулу (4.4) для вычисления T_{3c} (см. § 2 главы IV, где, в частности, приведены используемые ниже обозначения $\Delta\varphi$, k_φ , r_s^* , T_s^* , v_r , $\Delta i_{\max}$, T_{2c} , T_{3c} , k_r и ζ), мы вычислили при $\zeta = 1$ значения $T_k^* = T_{3c}^{(k)}$ (где $k = 1, \dots, 417$) средних времен до столкновений с Землей для 417 объектов, пересекающих орбиту Земли (ОПОЗ) и открытых до середины 1999 г. Среднее наклонение и средний эксцентриситет орбит этих ОПОЗ равны $14,3^\circ$ и $0,52$, соответственно. Для 11 ОПОЗ получено $T_k^* \leq 10^7$ лет. В большинстве таких случаев наклонение $\Delta i \leq 3^\circ$. Для 73 % ОПОЗ значения k_φ лежат в интервале (5, 20), для 9 % получено $k_\varphi < 5$ и для 18 % имеем $k_\varphi \geq 20$. Среднее значение k_φ получено равным 16,8. Для большинства реальных ОПОЗ значения k_φ расположены в области от 1 до 2 и только для 14 ОПОЗ $k_\varphi > 3$.

Элементы орбит реальных астероидов могут значительно меняться до их столкновений с планетами и времена до этих столкновений могут сильно отличаться от значений T_k^* ,

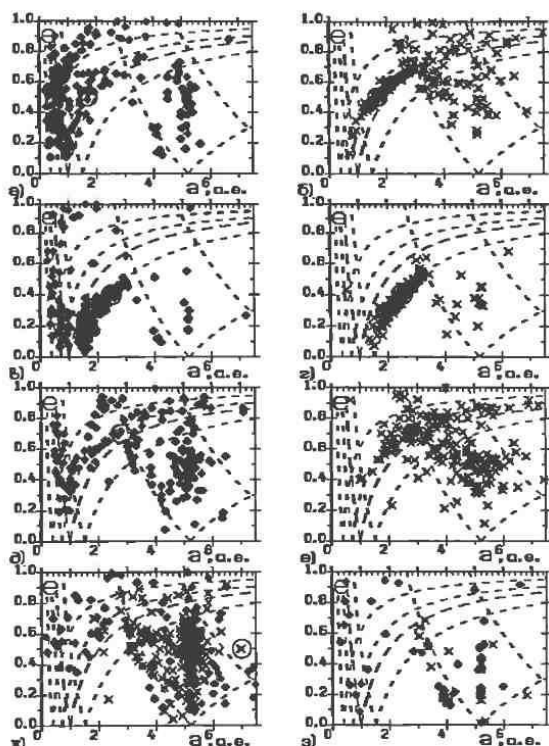


Рис. 7.9. Большие полуоси a (в а.е.) и эксцентриситеты e орбит тел при $N_0 = 500$ и $N = 250$.

Исходные данные: $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (а-б), $a_0 = 2,5$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (в-г), $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ (д-е), $a_0 = 7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (ж), $a_0 = 25$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (з)

полученных при фиксированных элементах орбит. Результаты численного интегрирования уравнений движения плоской задачи трех тел (Солнце—Земля—астероид) показывают, что большая полуось орбиты астероида может уменьшаться с 1,7 до 1,1 а.е. за 10^4 лет. Поэтому время жизни ОСЗ не зависит сильно от его исходной орбиты.

Нами вычислялись также значения T_{3c} для различных значений a , e и Δi . Получено, что значения T_{3c} возрастают с увеличением e и Δi и с уменьшением $|a - 1|$ а.е. В случае $a = 1,25$ а.е. при $\Delta i = 80^\circ$ и $e \geq 0,7$, а также при $e = 0,9$ и $\Delta i \geq 50^\circ$ значения T_{3c} превышают возраст Солнечной системы, т.е. вероятность столкновений с Землей тел, постоянно движущихся по сильно наклоненным и эксцентричным орбитам, мала. Однако из-за изменений элементов орбит тел в ходе эволюции и выброса большинства из них на гиперболические орбиты очень маловероятно, что даже при больших исходных значениях e и Δi тела могли сохраниться около орбиты Земли со времени ее аккумуляции.

Представленные в табл. 7.4 значения T_{2c} , T_{3c} , k_θ и T_{3c}^* получены для $e = 0,5$, $k_p \zeta_s^*/k_p = 0,2$ и $(v_r)^2 \approx (e^2 + \Delta i^2)(v_c)^2$, где v_c — круговая скорость планеты вокруг Солнца. Рассмотрены случаи, когда $\Delta i = 10^\circ$ и $\Delta i_{\max}^* = 20^\circ$, а также когда $\Delta i = 15^\circ$ и $\Delta i_{\max}^* = 30^\circ$.

Для планет-гигантов значения T (T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^*) могут быть немного меньше значений T , представленных в табл. 7.4, так как для этих планет при $e = 0,5$ значения k_p больше, чем для Земли, а $T \propto 1/k_p$. Однако время нахождения тел в резонансах с планетами-гигантами обычно больше, чем с планетами земной группы.

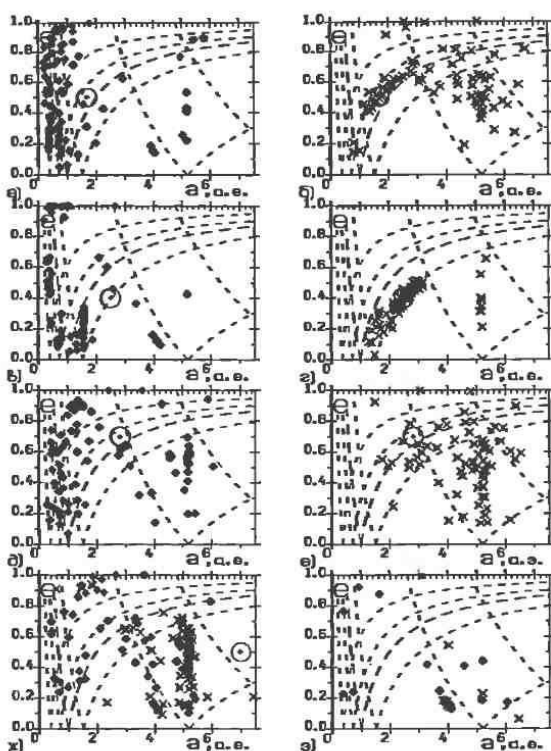


Рис. 7.10. Большие полуоси a (в а.е.) и эксцентриситеты e орбит тел при $N_0 = 500$ и $N = 100$.

Исходные данные: $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (а-б), $a_0 = 2,5$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (в-г), $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ (д-е), $a_0 = 7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (ж), $a_0 = 25$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (з).

Таблица 7.4

Характерные времена до выпадений тел на планеты, полученные для ряда моделей

Планета	T_{2c}	k_θ	T_{3c} при $\Delta i = 10^\circ$	T_{3c}^* при $\Delta i_m^* = 20^\circ$	T_{3c} при $\Delta i = 15^\circ$	T_{3c}^* при $\Delta i_m^* = 30^\circ$	T_*
Меркурий	$7,0 \cdot 10^3$	1,03	$9,2 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^7$
Венера	$1,2 \cdot 10^4$	1,32	$1,0 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^8$	$6,4 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^7$
Земля	$2,4 \cdot 10^4$	1,51	$2,6 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^8$
Марс	$1,4 \cdot 10^5$	1,16	$5,0 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$
Юпитер	$1,5 \cdot 10^4$	78,6	$1,2 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^6$
Сатурн	$1,2 \cdot 10^5$	49,9	$4,0 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^7$
Уран	$1,8 \cdot 10^5$	37,6	$4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^9$
Нептун	$4,2 \cdot 10^6$	70,1	$6 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	10^{11}	$4,8 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{10}$

Примечание: Времена T_{2c} , T_{3c} , T_{3c}^* и T_* приведены в земных годах. Значения T_{2c} , T_{3c} и T_{3c}^* представлены при $k_p \zeta_s^*/k_p = 0,2$, $e = 0,5$ и $\Delta i_m^* = \Delta i_{\max}^*$, а значения T_* — при $\zeta = 1$.

Столкновения чаще происходят при наклонениях $\Delta i < \Delta i_{\text{max}}^*/2$, чем при $\Delta i > \Delta i_{\text{max}}^*/2$. Поэтому значения T_{3c}^* в несколько раз (для Земли в 2,5 раза) меньше значений T_{3c} , полученных при $\Delta i = \Delta i_{\text{max}}^*/2$. Значение T_{3c} , полученное для Земли при $\Delta i = 15^\circ$ и $k_P \zeta T_s^r = 1$, в два раза превышает 10^8 лет — характерное время до столкновения с Землей, полученное Везериллом (1988 а). При $k_P \zeta T_s^r = 2$ это различие еще в два раза больше.

В общем случае вероятность столкновения меньше при меньших эксцентриситетах орбит сталкивающихся объектов. Для модели, при которой эксцентриситет орбиты ОСЗ меняется от e_{min} до e_{max} , значения характерного времени до столкновения T будут меньше соответствующих значений T , полученных при фиксированном $e = (e_{\text{min}} + e_{\text{max}})/2$.

В табл. 7.4 для $\zeta = 1$ приведены также значения среднего времени до столкновения ОПОЗ с Землей, вычисляемого по формуле

$$T_* = N / \Sigma (T_{3c}^{(k)})^{-1}, \quad (7.10)$$

где $T_{3c}^{(k)}$ — это значение T_{3c} для k -го реального ОПОЗ, а $N = 417$ — общее число известных ОПОЗ. Для других планет использовалась такая же формула для вычисления T_* , но значения $T_{3c}^{(k)}$ вычислялись для объектов, большие полуоси орбит которых в a_p раз больше, чем для k -го ОПОЗ, где a_p — отношение больших полуосей орбит планеты и Земли.

Заметим, что для Земли значение $T_* = 10^8 \zeta$ лет в 4 раза меньше значения T_{3c} , полученного для средних значений e и Δi для ОПОЗ при $k_P T_s^r = 2$. Так как при вычислении T_* учитывается распределение тел по их элементам орбит, то T_* точнее, чем T_{3c} и T_{3c}^* , характеризует среднее время до столкновения ОПОЗ с Землей. Ботке и др. (1994) получили, что среднее время до столкновения ОПОЗ с Землей, аналогичное T_* , равно $1,34 \cdot 10^8$ лет. Немногим более половины ОСЗ пересекают орбиту Земли. Поэтому среднее время до столкновения ОСЗ с Землей в два раза меньше, чем для ОПОЗ.

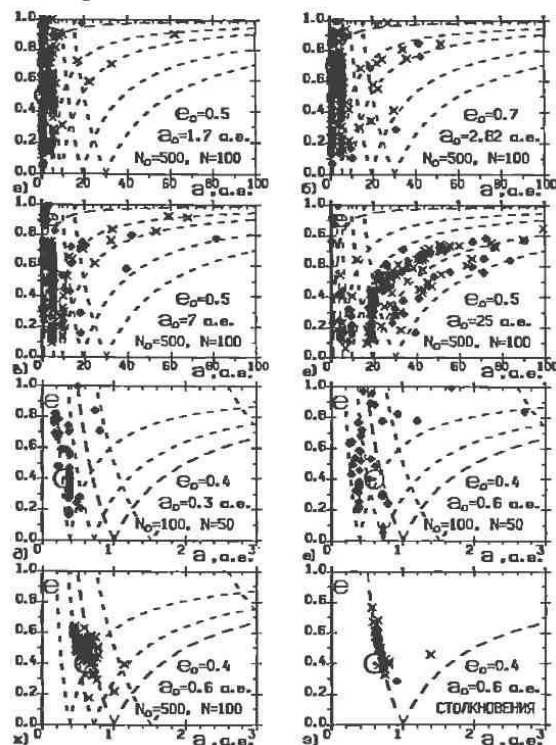


Рис. 7.11. Большие полуоси a (в а.е.) и эксцентриситеты e орбит тел при $N_0 = 500$ и $N = 100$ (а-г, ж) и при $N_0 = 100$ и $N = 50$ (д-е) и значения a и e тел, сталкивающихся с Землей (з). Исходные данные: $a_0 = 1,7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (а), $a_0 = 2,82$ а.е. и $e_0 = 0,7$ (б), $a_0 = 7$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (в), $a_0 = 25$ а.е. и $e_0 = 0,5$ (г), $a_0 = 0,3$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (д), $a_0 = 0,6$ а.е. и $e_0 = 0,4$ (е-з)

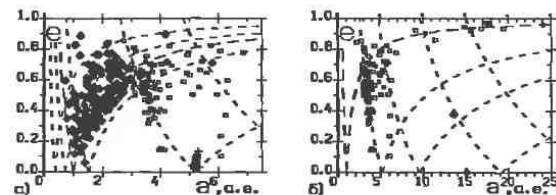


Рис. 7.12. Большие полуоси a (в а.е.) и эксцентриситеты e орбит реальных астероидов, перигелии которых меньше 1,33 а.е. (ромбики), троянцев (крестики) и комет (квадратики)

Для 55 известных атонцев при $\zeta = 1$ нами получено $T_* = 8 \cdot 10^7$ лет, а для 363 аполлонцев $T_* = 1,05 \cdot 10^8$ лет. Дворак и Пилат-Лохингер (1999) численно моделировали эволюцию орбит

54 аполлонцев и 21 атонцев. На основе анализа статистики тесных сближений они получили характерные времена, аналогичные T_* , равные $1,2 \cdot 10^8$ и $2,6 \cdot 10^7$ лет, соответственно. При $\zeta = 1$ для аполлонцев наше значение T_* близко к значению, полученному этими авторами. Отличие для амуруцев, вероятно, связано с тем, что 55 объектов не позволяют получить достаточно точную оценку T_* . Для первых 93 ОПОЗ мы получили значение T_* в два раза большее, чем для 417 ОПОЗ.

2. Миграция тел и возрасты метеоритов

Вероятность выброса ОСЗ на гиперболическую орбиту на порядок больше вероятности его столкновения с Землей и большинство ОСЗ покидают Солнечную систему за время $t \leq 10^7$ лет. Эти астероиды могут сталкиваться не только с Землей, но также с Венерой и другими планетами. Поэтому для большинства тел, сталкивающихся с Землей, интервал времени между выходом на орбиту, пересекающую орбиту Земли, и столкновением с Землей в несколько раз меньше T_* и не превышает 10^7 лет.

Рассмотрим следующую модель. Пусть в начальный момент времени имелось N_0 ОПОЗ. Исследуем изменение числа N этих ОПОЗ со временем t . Полагая, что число ОПОЗ, столкнувшихся с Землей за время Δt , равно $\Delta t N / T_*$, а число ОПОЗ, выброшенных на гиперболические орбиты или столкнувшихся с другими планетами или с Солнцем, в k раз больше, получаем

$$N = N_0 e^{-(k+1)t/T_*}. \quad (7.11)$$

Обозначая $\beta_r = N/N_0$, из (7.11) получаем $t = -T_* \ln \beta_r / (k+1) = -T_d \ln \beta_r$, где $T_d = T_*/(k+1)$ — динамическое время жизни ОПОЗ. При $1+k = 10$ для $\beta_r = 0,5$, $\beta_r = 0,1$, $\beta_r = 0,01$ и $\beta_r \approx 4,54 \cdot 10^{-5}$ имеем, соответственно, $t \approx 0,07 T_*$, $t \approx 0,23 T_*$, $t \approx 0,46 T_*$ и $t = T_*$, где значение t при $\beta_r = 0,5$ и $\zeta = 1$ равно $T_{**} \approx 7 \cdot 10^6$ лет. Таким образом, половина всех ОПОЗ, выпадающих на Землю, может выпадать на нее за время $t \leq 7 \cdot 10^6$ лет после того, как эти астероиды стали пересекать орбиту Земли. Число ОПОЗ будет постоянным и равным N_0 , если, кроме учета указанных выше столкновений и выбросов на гиперболические орбиты, полагать, что за время Δt из других областей Солнечной системы прибывает $\delta = N_0 \Delta t (k+1)/T_*$ новых ОПОЗ. В частности, $\delta \geq 100$ при $\Delta t = 10^6$ лет и $d \geq 1$ км.

Выше было получено, что столкновительное время жизни тела диаметром 1 м в астероидном поясе $T_{cN} \sim 10^6$ лет. Тела, пересекающие орбиту Земли, часто проникают довольно далеко в астероидный пояс. Поэтому времена T_{cN} до их разрушения ненамного меньше, чем для тел в астероидном поясе, и они в несколько раз меньше T_{**} . Эти оценки согласуются с тем, что обычно каменные метеориты являются результатом нескольких разрушений (Бронштэн, 1994; Чэпмен, 1990).

Среднее время жизни H -, L - и LL -хондритов после отделения от родительских тел найдено Алексеевым (1993) равным $\sim 3 \cdot 10^7$ лет. Поэтому значительную часть своей жизни большинство хондритов могут проводить в пути к орбите Земли.

В распределении возрастов H -хондритов проявляется четкий пик в районе $(6-7) \cdot 10^6$ лет (Алексеев, 1993). За время $\sim 10^5$ лет некоторые астероиды из люков Кирквуда 2 : 5 и 1 : 3 могут достигать орбиты Марса, а иногда и Земли (Ешикава, 1990, 1991; Ипатов, 1980 а, 1988 а, 1989 а; Уизлом, 1982). Характерное время T_* уменьшения числа таких астероидов вдвое не превышает 10^7 лет (табл. 7.2). Эти результаты указывают на то, что часть H -хондритов с возрастaми $\sim (6-7) \cdot 10^6$ лет могла прийти из люков 2 : 5 и 1 : 3.

Малое число LL -хондритов с возрастaми $t < 8 \cdot 10^6$ лет может быть связано с длительным временем пути (например, из транснептунового пояса) LL -хондритов к орбите Земли. Уменьшение числа хондритов возрастa t с увеличением t при $t > 10^7$ лет (Алексеев, 1993), возможно, вызвано в основном выбросом ОСЗ на гиперболические орбиты.

Древний возраст железных метеоритов ($> 10^8$ лет) может быть вызван тем, что последнее столкновение крупных астероидов произошло более 10^8 лет назад, а образовавшиеся при этом железные осколки до их выпадения на Землю почти не дробились.

Возможно, что одним из источников L -хондритов являются планетезимали, сформировавшиеся в зоне планет-гигантов. При формировании планет-гигантов некоторые из этих планетезималей проникали в астероидный пояс (Вайденшиллинг, 1975; Ипатов, 1993 а; Сафронов и Зиглина, 1991) и могли сталкиваться с астероидами. Часть осколков этих планетезималей

могла остаться в астероидном поясе (в основном, в его внешней части). Значительно больше таких планетезималей могло попасть в транснептуновый пояс (Ипатов, 1987б). Многие тела транснептунового пояса могли сформироваться непосредственно в этом поясе (Сафронов, 1994; Энсеф, 1979, 1980).

3. Частота столкновений с Землей тел различных масс

Моррисон (1992) считает, что число ОСЗ диаметром $d > 1$ км имеет порядок 1000–2000. Немногим более половины известных ОСЗ с перигелием $q \leq 1,33$ а.е. пересекают орбиту Земли. Поэтому число N_s ОПОЗ диаметром $d > 1$ км ниже будем считать равным 500 или 1000. Полагая $T_s = 10^8$ лет и $N_s = 1000$, получаем, что тело $d > 1$ км, выпадает на Землю в среднем раз в $T_s/N_s \approx 10^5$ лет. Найдено более 30 ОСЗ диаметром $d \geq 5$ км, причем для двух из них $d \geq 20$ км. Считая, что отношение k_{ra} характерных времен до столкновений ОСЗ и ОПОЗ с Землей равно 2, получаем, что ОСЗ с такими диаметрами могут выпасть на Землю, соответственно, раз в $6 \cdot 10^6$ и 10^8 лет. Рабинович и др. (1994) полагают, что среди астероидов, орбиты которых могут пересекать зону захвата Земли в результате долгопериодических возмущений планет, имеется около $N_h = 135\,000$ объектов диаметром $d > 100$ м. По мнению А. Г. Сокольского, число таких астероидов еще больше. Рядом исследователей их число оценивается в 320 000. Полагая $k_{ra} = 2$, для этих значений N_h получаем, что тело диаметром $d > 100$ м может выпадать на Землю в среднем раз в 600–1400 лет. Тела диаметром $d > 70$ м (размером с Тунгусский объект) выпадают в 2 раза чаще. При больших значениях N_h частота столкновений еще больше. Времена до столкновений ОСЗ с Землей могут несколько (но, скорее всего, в среднем не более, чем в 1,5 раза) увеличиться, если учитывать время нахождения ОСЗ в резонансах с Землей. В будущем желательно провести оценки характерного времени до столкновения ОСЗ с Землей путем численного интегрирования уравнений движения на больших интервалах времени. Характерные времена до выпадений тел указанных выше размеров на Землю меньше, если реальное число таких ОСЗ больше. Ранее Моррисон (1993) получил несколько большие времена между столкновениями с Землей тел диаметром 1 км. По его оценкам тела диаметром $d \geq 150$ м, $d \geq 1$ км и $d \geq 5$ км сталкиваются с Землей, соответственно, раз в $5 \cdot 10^3$, $3 \cdot 10^5$ и 10^7 – $3 \cdot 10^7$ лет, причем диаметр кратера в 10–15 раз превышает d .

Стил и Ашер (1992) получили, что в течение $\sim 0,01$ интервала времени тело, подобное Хирону, пересекает орбиту Земли. Пидальго пересекает орбиту Земли в течение $\sim 0,1$ рассматриваемого интервала времени (см. рис. 2 работы (Накамура и Ешикава, 1993)). Допуская, что подобные тела существовали постоянно, и полагая характерное время до столкновения ОПОЗ с Землей $T_s \approx 10^8$ лет, получаем, что небесное тело размером с Пидальго несколько раз сталкивалось с Землей после завершения процесса аккумуляции планет и возможно было выпадение на Землю тела размером с Хирон. Вероятность столкновений увеличится, если учесть, что раньше число ОПОЗ могло быть больше.

Будем считать, что за время T_0 в среднем одно тело диаметром d_0 выпадает на Землю, а число тел диаметром, большим D , пропорционально $(D/d_0)^\alpha$, где α — некоторая постоянная. Обозначим через N_s число ОПОЗ диаметром $d \geq 1$ км. Тогда справедливо соотношение

$$T_0(1 \text{ км}/d_0)^\alpha = T_s/N_s. \quad (7.12)$$

Согласно Иванову (1992), $T_0 = 2$ годам при $d_0 = 1$ м. В этом случае при $T_s/N_s = 2 \cdot 10^5$ и $T_s/N_s = 10^5$ лет из (7.12) получаем $\alpha = 1,67$ и $\alpha = 1,57$, соответственно. По оценкам Лебединца (1993), за год в среднем 1,6 железных или каменных тел массой больше 100 т сталкиваются с Землей. В этом случае при тех же значениях T_s/N_s и $\rho = 3 \text{ г/см}^3$ (т.е. для тела диаметром $d_0 \approx 4$ м) имеем $\alpha = 2,30$ и $\alpha = 2,17$. Эти оценки α , вероятно, ближе к реальным, чем оценки, основанные на результатах Иванова (1992), так как, как отмечается в § 6 главы I, для комет и астероидов $\alpha \geq 2$. Цеплеха (1992) считает, что значения α сильно отличаются для различных значений D и основной приток вещества на Землю приходится на каменные тела массой 10^{12} – 10^{15} кг и на неактивные кометы массой 10^4 – 10^7 кг.

Более точные оценки вероятностей столкновений ОСЗ различных масс с Землей требуют совершенствования наших знаний о распределении ОСЗ по массам и элементам орбит. Наряду с наблюдениями, исследования источников пополнения ОСЗ позволят уточнить это распределение.

4. Времена до выпадений тел на различные планеты

При вычислении значений времен T_{3c} , T_{3c}^* и T_* , приведенных в табл. 7.4, для различных планет считалось, что отношения больших полуосей орбит тел, сближающихся с планетой, к большой полуоси орбиты этой планеты, а также остальные элементы орбит тел одинаковы для всех планет. Значения этих времен, представленные в табл. 7.4, для Венеры в 2,1–2,6 раза, а для Меркурия в 1,9–3,6 раза меньше соответствующих значений для Земли. Для Марса эти времена в 16–25 раз больше, чем для Земли. Отношение большой полуоси орбиты тела, пересекающей (при каких-либо значениях долготы перигелия и долготы восходящего узла) орбиты нескольких планет, к большой полуоси орбиты планеты различно для различных планет, а орбиты тел, как правило, пересекают орбиты не всех планет земной группы. Поэтому доли тел, выпадающих на различные планеты, (см. выше) отличаются от соотношений между значениями $1/T_{3c}$ для этих планет.

Для Юпитера значения T_{3c} , T_{3c}^* и T_* (т.е. столкновительные времена жизни тел, пересекающих орбиту Юпитера) в 10–30 раз меньше, чем для Земли. Поэтому, если орбита тела пересекает орбиты Юпитера и Земли, то в общем случае вероятность его столкновения с Юпитером в 10–30 раз больше, чем с Землей. Однако такое тело может длительное время находиться в резонансе с Юпитером (Милани и др., 1989) и при этом оно может сталкиваться только с Землей и некоторыми другими планетами земной группы. Поэтому относительная вероятность его столкновения с Землей может быть больше приведенных выше оценок.

Характерные времена T_{3c} , T_{3c}^* и T_* до столкновений тел с Нептуном, представленные в табл. 7.4, больше возраста Солнечной системы. Поэтому отдельные планетезимали, пересекающие только орбиты Нептуна и Плутона и движущиеся по наклоненным орбитам, могли сохраниться со времени формирования Солнечной системы. Так как орбиты реальных планетезималей менялись в ходе эволюции, то подавляющее большинство остальных планетезималей мигрировало внутрь Солнечной системы и было выброшено на гиперболические орбиты или столкнулось с планетами (Ипатов, 1993 а).

5. Доля транснептуновых тел, достигающих орбиты Земли

На основе простых формул и результатов численных расчетов можно оценить (Ипатов, 1999 б, 2000 б–в) число тел, мигрирующих из транснептунового пояса (пояса Эджеверса—Койпера) к орбитам Юпитера и Земли. Число транснептуновых тел, которые достигают орбиту Юпитера за рассматриваемый интервал T , равно $N_J = N \cdot P_N \cdot P_{NJ}$, где N — это число тел пояса, P_N — это доля транснептуновых тел, мигрирующих к орбите Нептуна и покидающих пояс за это время T , а P_{NJ} — это доля тех тел, покидающих транснептуновый пояс, которые достигают орбиты Юпитера за их времена жизни. Число транснептуновых тел, которые в настоящее время пересекают орбиту Юпитера, равно $N_{Jn} = N_J \Delta t_J / T$, где Δt_J — это среднее время, в течение которого тело пересекает орбиту Юпитера.

Считается, что около 10^{10} тел диаметром $d > 1$ км находятся в области $30 \leq a \leq 50$ а.е. Согласно Дункану и др. (1995), доля транснептуновых тел, которые за последние 4 млрд лет под влиянием планет-гигантов начали пересекать орбиту Нептуна и покинули транснептуновый пояс, порядка 0,1–0,2. Так как орбиты транснептуновых тел меняются также под влиянием других тел пояса, то ниже будем полагать $P_N = 0,2$ при $T = 4 \cdot 10^9$ лет. Вероятность P_{NJ} того, что тела, покинувшие пояс, со временем стали пересекать орбиту Юпитера, получена этими авторами равной 0,34. Учитывая эти данные и то, что согласно результатам наших расчетов $\Delta t_J \approx 200$ тыс. лет, получаем, что при $d > 1$ км $N_{Jn} \approx 3 \cdot 10^4$, а $N_J = 6,8 \cdot 10^8$ для $T = 4 \cdot 10^9$ лет.

Число кентавров (Centaurs), пришедших из транснептунового пояса, немного меньше, чем $N_{Cn} = P_N T_C N / T$, где T_C — это среднее время динамической жизни кентавра. Полагая число транснептуновых объектов с $d \geq 100$ км равным $7 \cdot 10^4$, при $P_N = 0,2$ и $T_C = 10$ млн лет получаем $N_C = 35$. Чем меньше T_C , тем меньше N_{Cn} . Для тел, пересекающих орбиту Урана, $T_C \sim 10$ млн лет, а для объектов типа Хирона (Chiron) $T_C \sim 1$ млн лет.

Результаты наших расчетов эволюции ряда орбит, первоначально пересекавших орбиту Юпитера, показали (см. §6), что доля P_{JE} тел, перигелии которых в ходе эволюции в течение некоторого времени Δt_E были меньше 1 а.е., не меньше 0,2 (до 0,4). В одних вариантах расчетов значения Δt_E превышали 20 тыс. лет, а в других вариантах были меньше 1 тыс. лет. Среднее значение Δt_E мы оценили как 5 тыс. лет. Для более точных оценок Δt_E и P_{JE} планируется провести расчеты различных орбит, пересекающих орбиту Юпитера.

Число транснептуновых тел, которые достигли орбиты Земли за рассматриваемое время T , равно $N_E = N_J \cdot P_{JE} = N \cdot P_N \cdot P_{NJ} \cdot P_{JE}$. Отношение числа N_{NE} объектов, пересекающих орбиту Земли, (ОПОЗ), которые пришли из транснептунового пояса, к общему числу ОПОЗ $N_{\text{есо}}$ в рассматриваемый момент времени равно $P_{NE} = N_{NE}/N_{\text{есо}} = N \cdot P_N \cdot P_{NJ} \cdot P_{JE} \cdot \Delta t_E / (T \cdot N_{\text{есо}})$, где $N_{NE} = N_E \cdot \Delta t_E / T$.

Считается, что общее число ОПОЗ диаметром $d > 1$ км имеет порядок 750 (500–1000). Приведенные оценки показывают, что $P_{NE} \approx 0,2$ и около 170 таких ОПОЗ первоначально двигались в транснептуновом поясе с большими полуосями a от 30 до 50 а.е. Реальная доля тел, мигрирующих к Земле из зоны $30 \leq a \leq 50$ а.е., может в несколько раз отличаться от приведенных выше оценок и, кроме того, может зависеть от d . Однако, в целом можно сказать, что доля тел, мигрирующих из транснептунового пояса, среди ОПОЗ не мала.

Число столкновений транснептуновых тел с Землей за время T равно $N_{\text{col}} = N_E \cdot \Delta t_E / T_E$, где T_E — характерное время, прошедшее до столкновения ОПОЗ с Землей. Выше мы рассматривали только ОПОЗ, пересекающие орбиту Юпитера. Для них среднее значение T_E в несколько раз больше, чем для других ОПОЗ. Поэтому доля бывших транснептуновых тел, столкнувшихся с Землей, меньше их доли среди ОПОЗ. При $e = 0,7$, $a = 3,06$ а.е. и i , меняющемся от 0 до 30° , имеем $T_E = 4 \cdot 10^8$ лет. Для $T_E = 4 \cdot 10^8$ лет получаем, что вероятность $P_E = \Delta t_E / T_E$ столкновения с Землей за $\Delta t_E = 5$ тыс. лет равна $1,25 \cdot 10^{-5}$. Вероятность того, что тело, пересекающее орбиту Нептуна, достигнет орбиты Земли, равна $P_{NE} = P_{NJ} \cdot P_{JE} = 0,3 \cdot 0,2 = 0,06$. Поэтому вероятность его столкновения с Землей имеет порядок $P_C = P_{NE} \cdot P_E = 7 \cdot 10^{-7}$. Учитывая, что число тел диаметром, большим 1 км, на расстояниях 30–50 а.е. от Солнца оценивается 10^{10} , при $P_N = 0,2$ получаем, что за последние 4 млрд лет около 1 500 транснептуновых тел диаметром $d > 1$ км столкнулись с Землей, т.е. бывший однокилометровый транснептуновый объект выпадает на Землю в среднем раз в 3 млн лет.

Общая масса M_{UN} планетезималей в зонах питания Урана и Нептуна могла превышать $100 m_\oplus$ (см. главу VI). Суммарную массу планетезималей из этой зоны, которые столкнулись с Землей, можно оценить следующей формулой: $m_{Ec} = M_{UN} P_J P_{JE} \Delta t_E / T_E$, где P_J — доля планетезималей, достигших в ходе эволюции орбиты Юпитера. При $P_J = 0,5$, $M_{UN} = 100 m_\oplus$, $P_{JE} = 0,2$, $\Delta t_E = 5 \cdot 10^3$ лет, $T_E = 4 \cdot 10^8$ лет получаем $m_{Ec} = 1,2 \cdot 10^{-4} m_\oplus$. Суммарная масса планетезималей из зон питания Юпитера и Сатурна, столкнувшихся с Землей, имеет такой же порядок величины, что и M_{UN} . Эти оценки получены для тел, пересекающих орбиту Юпитера. Не меньшее число тел могло выпасть на Землю с орбит типа Энке (см. ниже). Эти приближенные оценки показывают, что большое количество воды, сравнимое с современной массой воды в океанах ($2 \cdot 10^{-4} m_\oplus$), было доставлено на Землю при аккумуляции планет-гигантов. Считается, что интенсивная бомбардировка Земли планетезималами из зон питания этих планет происходила 4,5–4 млрд лет назад.

Если считать, что число тел диаметром $d > d_0$ пропорционально $(d_0)^{-2}$, то получаем, что вероятность выпадения на Землю тела $d > 10$ км в 100 раз больше, чем тела $d > 100$ км, а вероятность выпадения тела $d > 100$ м в 100 раз больше, чем тела $d > 1$ км.

Приведенные выше оценки получены при $\Delta t_E = 5 \cdot 10^3$ лет и только для тел, пересекающих одновременно орбиты Юпитера и Земли. Для больших характерных значений Δt_E число тел, мигрирующих к Земле от орбиты Юпитера, больше. Левисон и Дункан (1994) получили $\Delta t_E \sim 10^3$ – 10^5 лет, а Стил (1993) — $\Delta t_E \sim 10^5$ лет. Небольшая доля (0,5%) короткопериодических комет, достигающих орбиты Земли, полученная Левисоном и Дунканом (1994), вероятно, связана с тем, что при расчетах они использовали интегратор RMVS, при котором выходы на резонансные орбиты (часто сильно уменьшающие перигелийное расстояние) происходят редко. Обозначим через k_E вероятность перехода тел, пересекающих орбиту Юпитера, на орбиты с афелийными расстояниями $Q < 4,5$ а.е, а через Δt_E^* характерное время жизни тел с такими Q . Тогда число таких тел в настоящее время равно $N_{NE}^* = N_E k_E \Delta t_E^* / T$. При $\Delta t_E^* = 10^7$ лет и $d > 1$ км получаем $N_{NE}^* = 3,5 \cdot 10^3 k_E$ тел, пришедших из зоны 30–50 а.е. и находящихся в настоящее время на орбитах с $Q < 4,5$ а.е. При $k_E = 0,01$ значение $N_{NE}^* = 350$ в два раза больше N_{NE} . Поэтому число бывших транснептуновых тел, имеющих $Q < 4,5$ а.е., может быть больше числа тел, пересекающих одновременно орбиты Юпитера и Земли, и приведенные выше значения N_{NE} и N_{col} могут рассматриваться как минимальные значения для тел, пришедших из зоны 30–50 а.е. Задача вычисления k_E имеет важное значение

для определения числа бывших транснептуновых тел, пересекающих орбиту Земли. Приведенные выше оценки числа однокилометровых транснептуновых тел, мигрирующих к Земле, получены при $N = 10^{10}$. Дживит (1999) полагает, что $N = 10^{11}$, Дживит и Фернандес (2000) считают, что $N = 5 \cdot 10^9$. Поэтому оценки числа тел, мигрирующих к Земле, могут быть значительно выше приведенных выше оценок. Объекты, пересекающие одновременно орбиты Земли и Юпитера и потерявшие кометную активность, значительную часть времени движутся сравнительно далеко от Земли и их труднее наблюдать, чем обычные ОПОЗ.

Тела могут мигрировать к Земле также с расстояний $a > 50$ а.е., например, с орбит типа орбиты объекта 1996 TL₄₆ или из облака Оорта. Около 80 % всех известных комет являются долгопериодическими (с периодом более 200 лет) и более половины тесных (до 0,102 а.е.) сближений комет с Землей приходится на долгопериодические кометы (<http://cfa-www.harvard.edu/iau/lists/ClosestComets.htm>). Поэтому число столкновений активных долгопериодических комет с Землей может быть такого же порядка, как и активных короткопериодических комет (основным источником короткопериодических комет считается транснептуновый пояс, а долгопериодических — облако Оорта; многие из комет, называемых долгопериодическими, на самом деле не являются периодическими). В настоящее время известно более 80 комет, имеющих тесные сближения с Солнцем (sungrazing comets) и пересекающих орбиту Земли.

Тела, покидающие главный астероидный пояс, попадают в резонансные области при столкновениях (и дроблениях) с другими астероидами и обычно не превышают 10 км в диаметре. Транснептуновые объекты могут покидать пояс Эджеверса—Койпера без столкновений. Возможно, поэтому наибольшие кратеры на Земле имеют в основном кометное происхождение. Шумейкер и др. (1994) получили, что активные и потухшие периодические кометы могут объяснить около 20 % земных кратеров диаметром $D > 20$ км и большинство кратеров диаметром $D > 50$ км. Эти авторы оценили, что существует около 40 активных и 800 потухших комет семейства Юпитера, пересекающих орбиту Земли, диаметром $d > 1$ км и около 140–270 активных комет галлеевского типа (с периодом от 20 до 200 лет), пересекающих орбиту Земли. Отношение числа потухших и активных комет галлеевского типа (Halley-type comets) может быть порядка 10–20. Бейли и Емельяненко (1996) получили, что некоторые кометы галлеевского типа пересекали орбиту Земли в течение 1/3 до 2/3 рассматриваемого интервала времени, составлявшего более миллиона лет.

Из-за того, что ледяные тела сильнее разрушаются при столкновениях, чем каменные и железные, доля (среди всех объектов, сближающихся с Землей) ледяных тел, приходящих из транснептунового пояса и выпадающих на Землю, диаметром $d < 100$ м (например, для тел типа Тунгусского объекта) может быть больше, чем для однокилометровых тел. Однако небольшие ледяные тела испаряются в атмосфере и не достигают поверхности Земли.

Накамура и Курахаша (1998) получили, что вероятности столкновений комет с Землей и Венерой примерно одинаковы, а столкновения с Марсом примерно на порядок величины меньше. Поэтому отношение массы планетезималей из зон планет-гигантов, выпавших на Венеру и Марс, к массе планеты было примерно таким же, как и для Земли. Ботке и др. (1994) показали, что столкновения с Землей объектов, сближающихся с Землей, происходят в 2, 14, 24 и 30 раз чаще, чем с Венерой, Марсом, Луной и Меркурием, соответственно. По мнению М. Я. Марова (Маров и Ипатов, 2000), ледяные тела, выпавшие на планеты земной группы, сыграли большую роль в формировании их атмосфер.

ОПОЗ составляют примерно половину ОСЗ, которые имеют перигелийное расстояние $q \leq 1,3$ а.е. и с течением времени могут становиться ОПОЗ. Полагая, что число ОСЗ с радиусом от r до $r + dr$ равно $n(r) = c \cdot dr/r^3$, получаем, что суммарная масса ОПОЗ равна $M_{\text{осо}} = (4\pi/3) \rho \cdot c \cdot r_{\text{max}}$, где ρ — средняя плотность ОСЗ, а r_{max} — радиус наибольшего ОСЗ (20 км) или наибольшего ОПОЗ (5 км). Ниже оценки приводятся для $r_{\text{max}} = 20$ км. Число N_* тел радиусом $r \geq r_*$ равно $k_r \cdot c / (2r_*^2)$, где $k_r = 1 - (r_*/r_{\text{max}})^2$, причем $k_r = 0,99 \approx 1$ при $r_*/r_{\text{max}} \approx 0,1$. Зная N_* , можно определить c и $M_{\text{осо}}$, но ниже мы определим $M_{\text{осо}}$ более наглядно по-другому. При $r_* = 0,5$ км масса тела равна $m_* = (\pi/6) k_p 10^{15} \approx 5,2 \cdot 10^{14} k_p$ г, где k_p — это отношение плотности ОСЗ к плотности воды (~ 2). Интегрируя от r_* до r_{max} , получаем, что средняя масса тела радиуса $r \geq r_*$ в $2r_{\text{max}}/r_*$ раз больше, чем m_* . Полагая, что существует около 1500 ОСЗ с $r \geq 0,5$ км, получаем $M_{\text{осо}} \approx 750(2r_{\text{max}}/r_*)m_* = 6 \cdot 10^4 m_* \approx \pi 10^{19} k_p$ г. Такая масса выпадает на Землю за характерное время столкновения ОПОЗ с Землей, равное

примерно 100 млн лет. При допущении о равномерном выпадении тел на Землю за последние 4 млрд лет должно было выпасть $40M_{\text{Есо}}$. Если считать, что около 20 % выпавших тел были ледяными, получаем, что за 4 млрд лет на Землю было доставлено около $5 \cdot 10^{20}$ г воды (т.е. порядка 0,04 % массы земных океанов).

Выводы по главе VII

Рассмотрена миграция небесных тел к Земле из различных областей Солнечной системы и источники пополнения групп астероидов, сближающихся с Землей (ОСЗ). В отличие от работ других авторов, нами использовались иные алгоритмы вычисления вероятностей столкновений тел.

За последние 4 млрд лет транснептуное тело в среднем 3 000 раз сближалось с объектами $d > 100$ км до радиуса сферы действия. Около 0,5 % таких объектов могли столкнуться друг с другом за это время. Результаты исследований показывают, что, вследствие взаимного гравитационного влияния, некоторые тела транснептуного пояса могут переходить на орбиты, с которых под влиянием планет-гигантов они могут покидать этот пояс и мигрировать внутрь Солнечной системы, причем около 6 % тел, пересекающих орбиту Нептуна, могут достигнуть орбиты Земли. Среди однокилометровых тел, сближающихся с Землей, более 20 % тел могли прийти из пояса Эджеверса—Койпера. Перигелии или афелии орбит тел, сталкивающихся с Землей, в основном лежат около орбиты Земли.

Астероиды, попавшие в ложи Кирквуда из-за гравитационного влияния крупнейших астероидов, могут составлять несколько процентов ОСЗ. Больше число тел может попадать в ложи в результате взаимных столкновений астероидов. Поэтому ОСЗ, составляемые из астероидного пояса, в значительной степени являются продуктами высокоскоростных столкновений. Получено, что среднее время до момента первого столкновения какого-либо астероида диаметром $d = 1$ км с каким-либо астероидом диаметром $d' \geq 0,1d$ меньше 10 тыс. лет. Среднее время жизни небольших (< 100 км) астероидов главного пояса не превышает время существования Солнечной системы, а время жизни тела диаметром 1 м в астероидном поясе может быть порядка миллиона лет.

Среди тел, пришедших из зон планет-гигантов, доля тел, пересекающих орбиту Земли, на порядок больше доли тел, орбиты которых пересекают только орбиту Марса, и обычно $e > 0,6$. Эти результаты указывают на то, что большинство астероидов группы Амура должно было прийти из астероидного пояса.

Часть тел, мигрировавших к Земле из различных областей Солнечной системы, в дальнейшем пополняла семейство астероидов, орбиты которых целиком находятся внутри орбиты Земли (а некоторые — внутри орбиты Венеры). Число объектов этого семейства может быть велико. Эти объекты опасны тем, что приближаются к Земле со стороны Солнца и их появление трудно прогнозировать.

В отличие от работ других авторов, рассматриваемые нами значения времени до столкновения двух небесных объектов зависят от их синодического периода обращения, а для ряда моделей учтены также изменения элементов орбит в ходе эволюции. Орбита реального ОСЗ может сильно меняться до его столкновения с Землей и характерное время до этого столкновения меньше значения времени, полученного при фиксированных средних значениях эксцентриситетов и наклонов орбит. Например, при изменении наклонения i ОСЗ от 0 до $i_{\text{max}} = 30^\circ$ и при прочих равных условиях время до столкновения ОСЗ с Землей примерно в 2,5 раза меньше, чем при фиксированном $i = 15^\circ$. При рассмотрении столкновений тел диаметром 1 м в астероидном поясе учет изменений i уменьшает значение характерного времени до столкновения этих тел более, чем в 10 раз.

Характерное время до столкновения объекта, пересекающего орбиту Земли, с Землей составляет около 100 млн лет. Вероятность выброса ОСЗ на гиперболическую орбиту на порядок больше вероятности его столкновения с Землей. Для половины тел, столкнувшихся с Землей, интервал времени между выходом на орбиту, пересекающую орбиту Земли, и столкновением с Землей, не превышает 10 млн лет. Выпадение на Землю ОСЗ диаметром $d > 1$ км может происходить в среднем раз в 100 тыс. лет.

Приложение 1

Методы выбора пар сближающихся тел

Введение

При моделировании эволюции дисков гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца, встает проблема выбора пар тел, сближающихся до радиуса рассматриваемой сферы. Методы выбора пар контактирующих объектов в системе с бинарными взаимодействиями начали разрабатываться для исследования различных моделей процесса формирования и эволюции Солнечной системы. В работах Везерилла (1980, 1985), Ипа (1989), Ипатова (1978 а, б, 1981 б, 1991 а, 1993 а), Козлова и Энеева (1977), Энеева и Козлова (1981 а, б) эти исследования основывались на результатах моделирования на ЭВМ эволюции групп объектов, движущихся вокруг Солнца. В модели Энеева и Козлова (1981 а, б) считалось, что эти объекты представляли собой разреженные газопылевые сгущения и объединялись при всех столкновениях. В работах Везерилла (1980, 1985), Ипа (1989), Ипатова (1978 а, б, 1981 б, 1991 а, 1993 а) в качестве этих объектов рассматривались твердые тела, называемые планетезималями, и взаимное гравитационное влияние этих тел учитывалось методом сфер.

В рассмотренных выше моделях эволюции протопланетного околосолнечного диска в ходе расчетов периодически требовалось определять пару объектов, которые первыми будут контактировать (сближаться до расстояния, равного радиусу r , рассматриваемой сферы). Рассматривалось два подхода при выборе пар контактирующих объектов: вероятностный и детерминированный. При вероятностном подходе контактирующие объекты выбирались на основе матрицы $\{p_{ij}\}$ вероятностей контактов пар объектов (Ипатов, 1978 а), а при детерминированном подходе (Ипатов, 1990 а, б, 1992 в, 1993 б, в; Козлов, 1984, 1986; Козлов и Энеев, 1979; Энеев и Козлов, 1982) — на основе матрицы $\{\tau_{ij}\}$ моментов изолированных (без учета влияния других объектов) контактов пар объектов.

Предложенный Козловым (1984, 1986), Козловым и Энеевым (1979), Энеевым и Козловым (1982) метод виртуальных контактов (ниже — метод ВК) выбора пар контактирующих объектов первоначально был разработан для случая, когда матрица Q параметров всех рассматриваемых объектов не помещалась в оперативной памяти ЭВМ. Число строк этой матрицы равно N_0 — начальному числу объектов, а число столбцов равно n_0 — числу параметров, характеризующих каждый объект. В рассмотренных выше космогонических моделях параметрами объекта являются его масса, радиус, осевой момент и элементы орбиты.

В случае, когда оперативная память ЭВМ позволяет хранить всю информацию об объектах, в рамках детерминированного подхода нами предложен метод выбора пар контактирующих объектов, требующий меньшего объема вычислений, чем метод ВК. Основные положения этого метода, названного методом условной треугольной матрицы (методом УТМ), а также задачи, рассмотренные с его помощью, приведены в (Ипатов, 1985 б, 1990 а, б, 1992 в, 1993 б, в). Ипатовым (1985 б) были сделаны аналитические оценки эффективности различных методов.

В настоящем приложении исследуются различные модификации вероятностного метода и метода УТМ, позволяющие уменьшить объем вычислений, и для ряда моделей приводятся результаты расчетов на ЭВМ эффективности различных методов и их модификаций. В основном, рассматривается случай, когда в памяти ЭВМ хранится вся информация об объектах, но не хранится матрица $\{\tau_{ij}\}$. Считается, что три и более объектов одновременно не взаимодействуют, а $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ и $\tau_{ii} = \infty$ или $p_{ij} = p_{ji}$ и $p_{ii} = 0$. Если не оговорено особо, то ниже речь идет о случае, когда s_n (число объектов, имеющих новые параметры после контакта) равно 1 или 2.

§ 1. Вероятностный выбор пар контактирующих объектов

Остановимся сначала на выборе пар контактирующих объектов при исследовании эволюции стохастических систем. Изучая сближения тела с несколькими планетами, Арнольд (1965)

выбирал планету, с которой сближается тело, пропорционально вероятности такого сближения. Вероятностный алгоритм, использовавшийся Ипатовым (1978 а) при исследовании эволюции дисков планетезималей, является развитием такого подхода на случай, когда все тела могут контактировать друг с другом. В этом алгоритме в начальный момент времени вычислялись, а затем хранились (в оперативной или внешней памяти ЭВМ) и корректировались $N(N-1)/2$ элементов треугольной матрицы $P = \{p_{ij}, i = \overline{1, N-1}, j = i+1, N\}$, и $N-1$ значение $p_i = \sum_{j=i+1}^N p_{ij}, i = \overline{1, N-1}$, где N — число объектов (включая исчезнувшие), хранящихся в памяти ЭВМ. До первой перенумерации объектов (см. конец данного раздела) $N = N_0$.

При моделировании эволюции дисков тел на ЭВМ БЭСМ-6 в одной 48-разрядной ячейке памяти хранилось 6 упакованных значений p_{ij} (Ипатов, 1978 а). При этом выделялось 3 разряда мантиссы и 5 разрядов порядка. Мантисса в ЭВМ нормализована, т. е. в ее первом разряде всегда находится 1, поэтому упаковывались только второй, третий и четвертый разряды мантиссы. Для рассматриваемых чисел знак мантиссы был всегда положительным, а знак порядка отрицательным, поэтому эти знаки не упаковывались. При вычислении все значения p_{ij} умножались на одно и то же число, подбираемое таким образом, чтобы все элементы матрицы P были меньше 0,5, но максимальный элемент матрицы был близок к 0,5.

При выборе номеров i и j контактирующих объектов значения p_{ij} использовались как весовые коэффициенты. Для выбора объекта i моделировалось псевдослучайное число ξ , равномерно распределенное на отрезке $[0, p_\Sigma]$, где $p_\Sigma = \sum_{k=1}^{N-1} p_k$. Если это число попадало на отрезок p_i , т. е. $\sum_{k=1}^{i-1} p_k < \xi < \sum_{k=1}^i p_k$, то выбирался объект i . Для выбора объекта j моделировалось псевдослучайное число η , равномерно распределенное на отрезке $[0, p_i]$. Если $\sum_{k=i+1}^{j-1} p_{ik} < \eta < \sum_{k=i+1}^j p_{ik}$, то выбирался j -й объект ($j > i$).

После контакта i -го и j -го объектов меняются их параметры и, соответственно, меняются i -е и j -е строки и столбцы треугольной матрицы P . Поэтому при $s_n = 2$ определяются $2N-3$ новых элементов этой матрицы. На основе этих элементов находятся новые значения p_m :

$$\begin{aligned} p_m^+ &= p_m^- + (p_{mi}^+ - p_{mi}^-) + (p_{mj}^+ - p_{mj}^-), & m = \overline{1, i-1}; \\ p_m^+ &= p_m^- + (p_{mj}^+ - p_{mj}^-), & m = \overline{i+1, j-1}; \\ p_m^+ &= \sum_{k=m+1}^N p_{mk}^+, & m = i, j. \end{aligned} \quad (\text{П. 1.1})$$

Знаком «+» помечены значения p_m и p_{mi} после контакта, а знаком «-» до контакта. При $m > j$ значения p_m не меняются. Если после контакта j -й объект исчезает ($s_n = 1$), то не нужно вычислять p_j^+ , а при вычислении p_m^+ при $m < j$ считается, что $p_{mj} = 0$. Чем меньше значения i и j , тем меньше объем вычислений. Поэтому, если после контакта исчезает i -й объект, то до вычислений по формулам (П. 1.1) целесообразно переписывать параметры оставшегося j -го объекта на место параметров исчезнувшего i -го объекта и в дальнейшем при расчетах считать оставшийся объект i -м. Исчезнувшие объекты помечаются, чтобы в дальнейшем для них не нужно было вычислять вероятности сближений с другими объектами. Для этого можно завести N -мерный массив E одnorазрядных признаков существования объекта: $E_i = 1$, если i -й объект существует, и $E_i = 0$, если он уже не существует. Для уменьшения объема требуемой памяти вместо хранения массива E можно дополнительно хранить одно число (p_N) и считать, что $p_i = -1$, если i -й объект не существует. После расчетов по формулам (П. 1.1) снова определяются номера контактирующих объектов и моделируется контакт.

Можно не хранить матрицу P , а при определении p_m^+ по формулам (П. 1.1) заново вычислять значения p_{mk}^- . Всего при этом потребуется вычислять $i+j-3$ таких значений, составляющих i -е и j -е столбцы матрицы P . Не следует отказываться от хранения значений p_i ,

так как в этом случае после каждого контакта вместо вычисления N (при $s_n = 1$) или $2N$ (при $s_n = 2$) значений p_{mk}^+ потребуется вычислять $N(N-1)/2$ значений p_{mk}^+ .

В ходе эволюции значительное число объектов может исчезать. В этом случае при вычислениях по формулам (П. 1.1) оказывается, что объекты с многими номерами m и k уже не существуют. Поэтому периодически следует перенумеровывать оставшиеся тела и их параметры записывать сплошным массивом. После этих операций, названных «чистой», N уменьшается и равняется числу объектов, существовавших в момент последней «чистки».

Модификацию метода, при которой «чистка» проводится после каждого контакта, заканчивающегося исчезновением объекта, назовем «чистой», а изложенную выше [а также в (Ипатов, 1978 а)] модификацию «грязной». В «чистой» модификации в ячейки памяти ЭВМ, в которых хранилась информация об исчезнувшем j -м объекте, (p_j и j -я строка матрицы Q) переписывается информация об N -м объекте, а значения p_m при $m = \overline{j+1, N-1}$ уменьшаются на p_{mN} . Если матрица P хранится в памяти ЭВМ, то меняем ее j -й столбец и j -ю строку: $p_{mj} = p_{mN}$ при $m = \overline{1, j-1}$ и $p_{jm} = p_{mN}$ при $m = \overline{j+1, N-1}$. После этого N уменьшается на 1. Для «чистой» модификации перед считыванием информации об объекте, не нужно проверять, существует ли он в данный момент времени. В «грязной» модификации при вычислениях по формулам (П. 1.1) нужно делать примерно $(s_n + 1)N$ таких проверок, а при определении i и j , в среднем, около N проверок.

Рассмотрим модель, при которой на один контакт $s_n = 1$ приходится $\bar{N}$ контактов $s_n = 2$. Тогда в «грязной» модификации, в среднем, на один контакт $s_n = 1$ будет приходиться $(s_n + 2)N(\bar{N} + 1)$ проверок существования объектов. В «чистом» методе дополнительные вычисления есть только при $s_n = 1$. Они состоят в вычислении $N - j - 1$ разностей $p_m - p_{mN}$, а также в переписи $N + k_0$ чисел, если хранится матрица P , или в вычислении $N - j - 1$ значений p_{mN} , если эта матрица не хранится. Нетрудно видеть, что при хранении матрицы P выгоднее использовать «чистую» модификацию. Если эта матрица не хранится, а вычисление p_{mN} и корректирование p_m требуют в k_p раз больше времени, чем проверка существования объекта, то, полагая среднее значение j равным $N/2$, получаем, что объем вычислений при «чистой» модификации меньше, если $k_p < 2(s_n + 2)(\bar{N} + 1)$.

Если $s_n > 2$, то дополнительно к тем расчетам, которые проводятся при $s_n = 2$, нужно:

- 1) для $m = \overline{1, N_b - 1}$ увеличить значения p_m на $\sum_{k=N_b+1}^{N_a} p_{mk}$, где N_b и $N_a = N_b + s_n - 2$ — число объектов, соответственно, до и после контакта; 2) вычислить значения $p_m = \sum_{k=m+1}^{N_a} p_{mk}$ при $m = \overline{N_b, N_a - 1}$ (для $s_n - 2$ новых объектов). Объем расчетов можно уменьшить, если $s_n - 2$ образовавшимся объектам присваивать номера не большие, а меньшие, чем у имевшихся до контакта объектов. В этом случае $p_m = \sum_{k=m+1}^{N_l} p_{mk}$ при $m = \overline{N_f^+, N_f^- - 1}$, где $N_f^+ = N_f^- - s_n + 2$, а до контакта объекты имели номера от N_f^- до N_l .

§ 2. Общая схема метода условной треугольной матрицы

В рамках детерминированного подхода рассмотрим сначала случай, когда матрица $\{\tau_{ij}\}$ не хранится в памяти ЭВМ. В методе ВК определяются значения $\tau_i = \min_{1 \leq j \leq N} \tau_{ij} = \tau_{i\bar{i}}$, являющиеся минимумами по строкам квадратной матрицы $\{\tau_{ij}\}$. В предложенном нами методе УТМ вместо значений τ_i рассматриваются значения

$$\tau_i^* = \min_{i+1 \leq j \leq N} \tau_{ij} = \tau_{ik_i}, \quad (\text{П. 1.2})$$

являющиеся минимумами по строкам треугольной матрицы $T = \{\tau_{ij}, i = \overline{1, N-1}, j = \overline{i+1, N}\}$. В связи с симметричностью квадратной матрицы $\{\tau_{ij}\}$ относительно главной диагонали в эту вспомогательную (не хранящуюся в памяти ЭВМ) треугольную матрицу T входят те же элементы, что и в квадратную матрицу.

Метод УТМ требует столько же памяти ЭВМ, что и метод ВК, в котором параметры объектов хранятся в фиксированных ячейках ЭВМ. Первоначальный метод ВК (Козлов, 1984;

Козлов и Энсеев, 1979; Энсеев и Козлов, 1982), в котором значения τ_i , i , i' и соответствующие параметры Q_i упорядочивались в порядке возрастания τ_i , требовал большей памяти, так как даже при $s_n = 1$ из-за хранения $2N-3N$ так называемых фиктивных контактов число хранящихся значений τ_i достигало $3N-4N$. В методе УТМ, кроме матрицы параметров Q , хранится матрица $W = \{\tau_i^+, k_i, t_i, i = \overline{1, N}\}$, где k_i — номер j , соответствующий в формуле (П. 1.2) минимуму τ_{ij} , t_i — момент времени, когда i -й объект последний раз контактировал с каким-либо другим объектом. В начале эволюции $t_i = 0$, $i = \overline{1, N}$. Массив t_i не нужно хранить, если в рассматриваемой задаче он не используется при вычислении значений τ_{ij} . В начальный момент времени вычисляются все элементы матрицы T и на их основе определяются значения τ_i^+ и k_i , $i = \overline{1, N-1}$.

Как и для вероятностного подхода, остановимся сначала на основных процедурах «грязной» модификации метода УТМ. Рассмотрим случай, когда s_n равно 0, 1 или 2. После каждого контакта i -го и j -го ($j > i$) объектов при $s_n = 2$ по формуле (П. 1.2) вычисляются значения τ_i^{++} , τ_j^{++} , k_i^+ и k_j^+ , а t_i и t_j присваивается значение текущего момента времени, равное моменту τ_i^{++} рассмотренного контакта i -го и j -го объектов (значками «-» и «+» помечены значения величин, соответственно, до и после контакта). Если $s_n = 1$, то считается, что оставшийся объект имеет номер i , после контакта вычисляются только τ_i^{++} и k_i^+ , а k_j^+ присваивается значение -1 , которое указывает, что j -й объект исчез. При $s_n = 0$ значения τ_i^{++} и τ_j^{++} не вычисляются, а $k_i^+ = k_j^+ = -1$.

Кроме вычислений τ_i^{++} , τ_j^{++} , k_i^+ и k_j^+ , проводится так называемое «корректирование по столбцам», которое связано с изменением i -го и j -го столбцов условной матрицы T . Это корректирование состоит в следующем. Для $s_n = 1$ при $k_m \geq 0$ и $m = \overline{1, i-1}$ вычисляются τ_m^{++} , а для $s_n = 2$ при $k_m \geq 0$ и $m = \overline{1, j-1}$, $m \neq i$ вычисляются также τ_m^{++} . Если $\vartheta_m^+ < \tau_m^+$, то $\tau_m^{++} = \vartheta_m^+$, где $\vartheta_m^+ = \min\{\tau_{mj}^+, \tau_{mi}^+\}$ при $m < i$ и $\vartheta_m^+ = \tau_{mj}^+$ при $i < m < j$. При этом, $k_m^+ = i$ если $\tau_m^+ = \tau_{mi}^+$, и $k_m^+ = j$ при $\tau_m^+ = \tau_{mj}^+$. Если $\vartheta_m^+ \geq \tau_m^+$, а $k_m^- = i$ или $k_m^- = j$, то в модификации А метода УТМ $k_m^+ = 0$. В модификации В этого метода вместо присвоения $k_m^+ = 0$ по формуле (П. 1.2) вычисляется τ_m^{++} .

Для выбора пар контактирующих объектов в обеих модификациях метода УТМ (ниже будем называть их методами УТМА и УТМВ) определяется минимальное значение τ_q^{*-} среди τ_q^{*-} , для которых $k_q^- \geq 0$, $q = \overline{1, N-1}$. Если в методе УТМА соответствующее значение $k_i^- = 0$ (в методе УТМВ всегда $k_i^- \neq 0$), то по формуле (П. 1.2) вычисляются τ_i^{*-} и k_i^- и снова ищется минимум среди $N-1$ значений τ_q^{*-} . Если $k_i^- \geq 1$, то это означает, что контактируют i -й и $j = k_i^-$ -й объекты.

Назовем «дополнительными» те вычисления по формуле (П. 1.2) значений τ_m^* , которые происходят при «корректировании по столбцам» (в модификации В) или при выборе τ_m^* , для которого $k_m = 0$, в качестве минимального значения (в модификации А). Если матрица T хранится в памяти ЭВМ, то при этих «дополнительных» вычислениях τ_m^* значения τ_{ml} ($l > m$) считываются из памяти ЭВМ, а не вычисляются заново.

Если $s_n > 2$, то после тех расчетов, которые проводятся при $s_n = 2$, можно поступать разными способами в зависимости от того, какие номера присваиваются $s_n - 2$ новым объектам. Пусть эти объекты получают номера m от $N_b + 1$ до $N_a = N_b + s_n - 2$, где N_b — это значение N до контакта. Тогда для m от N_b до $N_c = N_b + s_n - 3$ вычисляются $\tau_m^{++} = \min_{m+1 \leq l \leq N_a} \tau_{ml}^+ = \tau_{mk_n}^+$, а дополнительное «корректирование по столбцам» проводится следующим образом. Для $m = \overline{1, N_b - 1}$ вычисляются $\vartheta_m^+ = \min_{N_b+1 \leq l \leq N_a} \tau_{ml}^+ = \tau_{mm}^+$ и m'' —

значение второго индекса, при котором обеспечивается этот минимум. Если $\vartheta_m^+ < \tau_m^+$, то $\tau_m^{++} = \vartheta_m^+$ и $k_m^+ = m''$. При $\vartheta_m^+ \geq \tau_m^+$ значения τ_m^* и k_m не меняются. Можно избежать дополнительного «корректирования по столбцам». В этом случае в начальный момент времени объекты нумеруются от $N_f = N_m - N + 1$ до N_m , где N_m — максимальное число объектов в ходе эволюции (или мажорантная оценка, если заранее нельзя точно оценить это число). Дополнительные $s_n - 2$ объекта, образовавшиеся после контакта, получают номера от $N_f^+ = N_f - s_n + 2$ до $N_f - 1$, где N_f и N_f^+ — значения N_f до и после контакта.

§ 3. Эквивалентность метода УТМ методу «полного перебора»

Если при вычислении τ_{ij} не используются псевдослучайные числа, то в методе УТМ определяются те же самые пары контактирующих объектов, что и в методе «полного перебора». Под методом полного перебора понимается метод, при котором в каждый момент времени определяются все значения τ_{ij} и среди них выбирается минимальный элемент. Ниже приводится доказательство эквивалентности этих методов при $s_n \leq 2$. Случай $s_n > 2$ рассматривается аналогично.

Представим $\tau_m^* = \min_{m+1 \leq l \leq N} \tau_{ml}^+ = \min \{\vartheta_m^+, \Theta_m^*\}$, где Θ_m^* — минимум среди всех членов $\tau_{ml}^+ = \tau_{ml}^-$, для которых $l > m$, но $l \neq i$ и $l \neq j$, а $\vartheta_m^+ = \min \{\tau_{mi}^+, \tau_{mj}^+\}$. Очевидно, что при контакте i -го и j -го объектов Θ_m^* не меняется.

При вычислении τ_m^{*+} возможны следующие три случая:

- $\vartheta_m^+ < \tau_m^+$, т. е. хотя бы одно из двух значений τ_{mi}^+ или τ_{mj}^+ меньше любого τ_{ml}^- , $l = \overline{m+1, N}$. В этом случае $\tau_m^{*+} = \vartheta_m^+$.
- $\vartheta_m^+ \geq \tau_m^+$, $k_m^- \neq i$ и $k_m^- \neq j$. В этом случае $\tau_m^+ = \Theta_m^*$. Поэтому $\tau_m^{*+} = \min \{\tau_{mi}^+, \tau_{mj}^+, \Theta_m^*\} = \Theta_m^* = \tau_m^+$, т. е. минимум приходится на Θ_m^* , которое не меняется при контакте.
- $\vartheta_m^+ \geq \tau_m^+$, $k_m^- = i$ или $k_m^- = j$. В этом случае $\tau_m^{*+} = \min_{m+1 \leq l \leq N} \tau_{ml}^+$.

Таким образом, после преобразований, представленных в § 2, значения τ_m^{*+} , $m = \overline{1, N-1}$ в методе УТМВ являются минимумами по строкам новой вспомогательной матрицы T , т. е. этот метод эквивалентен методу полного перебора. В случае в) выполняется соотношение $\tau_m^{*+} > \tau_m^+$. Поэтому в методе УТМА значение τ_m^{*+} сразу не вычисляется, а $k_m = 0$ означает, что τ_m^* нужно будет заново определять, если τ_m^* окажется минимальным элементом среди всех τ_l^* , $l = \overline{1, N-1}$.

§ 4. Периодические перенумерации объектов

При решении ряда задач методом УТМ для увеличения скорости расчетов из матриц W и Q следует периодически выбрасывать информацию об исчезнувших объектах (для которых $k_m = -1$). При такой перенумерации («чистке») оставшиеся объекты нумеруются от 1 до M , где M — число объектов, реально существующих в рассматриваемый момент времени.

«Чистой» модификацией метода УТМ, назовем модификацию, при которой «чистка» проводится после каждого контакта, заканчивающегося исчезновением хотя бы одного объекта ($s_n \leq 1$). В этой модификации всегда $k_i \geq 0$ и $N = M$, где N — число объектов, реально существовавших в момент последней «чистки». При «чистой» модификации перед считыванием какой-либо информации об объекте не нужно проверять, существует ли этот объект в рассматриваемый момент времени, т. е. не нужно сравнивать k_n с -1 . В «грязной» модификации такие проверки приходится делать в следующих случаях: 1) при поиске минимума среди $N-1$ значений τ_n^* , 2) при вычислении τ_i^* по формуле (П. 1.2), 3) при «корректировании по столбцам». На каждом шаге (т. е. при определении пары контактирующих объектов и моделировании соответствующего контакта) при $s_n = 2$ нужно осуществлять не менее $3N-4$ таких проверок. Число проверок увеличивается, если на шаге приходится несколько раз искать минимум или делать «дополнительные» вычисления τ_n^* . При дальнейших оценках будем считать, что при таких проверках объем вычислений $V = c_d N$, где $c_d \sim 1$, т. е. c_d равняется нескольким единицам, причем за единицу время переписи одного числа.

В случае, когда при всех контактах $s_n \geq 2$, нужно использовать «чистую» модификацию. Если же для некоторых контактов $s_n \leq 1$, то вопрос о том, как часто следует делать «чистки» и каким способом их проводить, зависит от рассматриваемой задачи и от особенностей используемой ЭВМ (например, от числа тактов, необходимых для выполнения различных арифметических операций).

Если не использовать дополнительную память, то «чистку» можно проводить методом «уплотнения» или методом «перестановки». В методе «уплотнения» последовательность расположения оставшихся объектов в памяти ЭВМ не меняется, что позволяет проводить «чистку», не прибегая к расчетам по формуле (П. 1.2). Этот метод состоит в следующем. Если объект m ($m \leq N-1$) исчез, то на его место в матрицах Q и W записываем информацию о реальном

объекте, номер которого n ($n > m$) ближе всего к m . «Корректирование по столбцам», вызванное перестановкой информации о бывшем n -м объекте, заключается в том, что при $l = \bar{1}, m - \bar{1}$ и $k_l^- = n$ полагаем $k_l^+ = m$ (здесь и ниже значками «-» и «+» помечены значения величин до и после чистки).

Объем вычислений V в методе «уплотнения» зависит, в основном, от минимального номера m_* исчезнувших объектов, а не от их числа. В этом методе приходится осуществлять N проверок условия $k_l = -1$ и $(N - m_* - n_e)(n_0 + 3) + n_0$ переписей чисел, где n_e — число объектов, выбрасываемых из памяти ЭВМ. Основной объем вычислений приходится на «корректирование по столбцам». При $n_e = 1$ приходится делать $(N - m_* - 1)(N + m_* - 2)/2$ проверок условия $k_l^- = n$. Если $m_* \approx N$, то V не велико. Однако при выбросе даже одного объекта с малым номером приходится переставлять все объекты, имеющие большие номера, и $V \approx c_e N^2 + (n_0 + 3)N$, где $c_e \sim 1$. Если $N \gg n_0$, то вторым членом в этой сумме можно пренебречь.

При использовании метода «перестановки» на место информации об исчезнувшем объекте m в матрицах Q и W записываем информацию об оставшемся объекте, имеющем наибольший номер M_* (для «чистой» модификации $M_* = M = N$). Кроме того, по формуле (П. 1.2) определяем новое значение τ_m^* , вычисляя $N - m$ значений τ_{mq} , $q = \bar{m} + \bar{1}, \bar{N}$. Если $k_l^- = M_*$, то при $l = \bar{1}, m - \bar{1}$ полагаем $k_l^+ = m$, а при $l = m + \bar{1}, M_* - \bar{1}$ полагаем $k_l^+ = 0$ (в модификации А) или по формуле (П. 1.2) вычисляем новое значение τ_l^* (в модификации В).

Как и в методе «уплотнения», в этом методе объем вычислений V тем больше, чем меньше m_* . При $m_* \ll N$ имеем $V = c_r n_e (k_r + c_e)N + (n_0 + 3)n_e$, где k_r — характерное число операций, необходимых для вычисления одного значения τ_{ij} . Значения c_r и c_e зависят от конкретной задачи и их средние значения порядка 1. Метод «перестановки» выгоднее использовать, чем метод «уплотнения» при $c_r (k_r + c_e) n_e < c_e N$.

Рассмотрим эволюцию системы, при которой на один контакт $s_0 = 1$ приходится в среднем $\bar{N}$ контактов $s_n = 2$ и среднее значение s_n равно $\bar{s}_n = (2\bar{N} + 1)/(\bar{N} + 1)$. Простейшую оценку частоты проведения «чисток» для «грязной» модификации можно сделать, сравнивая значения V за N_c контактов, полученные при одной и при двух «чистках». В этом случае при использовании метода «уплотнения» после ряда преобразований получаем квадратное уравнение для N_c . Исследуя корни этого уравнения, получаем, что при одной «чистке»

V меньше, если $N_c < N_c^* = 2N c_e (\sqrt{1 + c_r \bar{N}/c_e} - 1)/c_r$, где $c_r = c_d - c_d \bar{N}$. Поэтому «чистки»

нужно делать через N_c^* контактов. Если $\bar{N} \gg 1$, то $N_c^* \approx 2N \sqrt{c_e \bar{N}/c_r}$.

Использование дополнительного массива $R = \{R_i, i = \bar{1}, \bar{N}\}$ позволяет почти в N/n_0 раз уменьшить объем вычислений, проводимых в методе «уплотнения» при «корректировании по столбцам». В этом случае считается, что $R_i = s$, если i -й объект получает новый номер s . После завершения переписи информации об объектах корректируются значения k_i , $i = \bar{1}, N - n_e - \bar{1}$: $k_i^+ = R_i$ при $k_i^- > m_*$. В случае $m_* \ll N$ при таком «уплотнении» с таблицей соответствия $V \approx (c_l + n_0 + 3)N$, где $c_l \sim 1$.

Для «чистой» модификации при почти таком же объеме вычислений «уплотнение» можно проводить без использования массива R . В этом случае при исчезновении m -го объекта после переписей строк матриц Q и W значение N уменьшается на 1, а значения k_l , $l = \bar{1}, N - \bar{1}$, корректируются следующим образом: если $k_l^- = n$, где $n > m$, то $k_l^+ = n - 1$. При $c_l + n_0 + 3 < c_r (k_r + c_e)$ для «чистой» модификации лучше использовать метод «уплотнения», чем метод «перестановки». Такая «чистая» модификация лучше «грязной», если $c_l + n_0 + 3 < c_d (\bar{N} + 1)$. При моделировании эволюции дисков гравитирующих твердых тел последние два неравенства выполняются и следует использовать эту модификацию.

§ 5. Сравнение эффективности различных методов

Скорость расчетов при использовании различных методов и их модификаций различна для различных задач. Для сравнения эффективности различных методов был проведен ряд серий расчетов, результаты которых представлены в табл. П. 1.1–П. 1.4. В этих таблицах $s_n = \bar{s}_n$, если $\bar{s}_n = 1$ или $\bar{s}_n = 2$. При расчетах полагалось, что $\tau_{ij} = \Delta \tau_{ij} + \max \{t_i, t_j\}$.

Таблица П. 1.1

Относительные времена T_r расчетов по различным методам, полученные для ряда моделей

$\bar{a}_n$	N_F	N_0	УТМВ	УТМА	ВКВ	ВКА	НВК
1	3	1000	1,25	1,0	2,19	1,30	1,34
1	4	1000	1,0	1,23	2,35	2,28	2,08
1	5	1000	1,62	1,0	>100	9,90	9,98
1	6	1000	1,0	1,009	2,288	2,033	2,013
1	6	250	1,007	1,0	1,980	1,714	1,707
1	6	50	1,0	1,0	1,500	1,333	1,250
1	7	1000	1,0	1,010	2,063	1,632	1,588
1	7	250	1,0	1,041	1,836	1,464	1,495
1	7	50	1,0	1,047	1,600	1,369	1,400
1,97	6	250	1,0	1,005	2,218	1,570	1,551
1,97	6	50	1,0	1,008	1,941	1,347	1,347
1,97	7	50	1,012	1,0	1,948	1,325	1,156
2	3	1000	1,23	1,0	2,28	1,23	1,23
2	3	100	1,263	1,0	2,483	1,263	1,252
2	4	1000	1,0	1,06	2,11	1,46	1,27
2	4	100	1,0	1,036	2,035	1,471	1,268
2	5	100	1,420	1,0	9,292	3,279	2,934
2	6	1000	1,0	1,003	2,347	1,624	1,637
2	6	250	1,0	1,007	2,241	1,502	1,489
2	6	50	1,0	1,0	2,102	1,372	1,402
2	7	1000	1,0	1,04	2,181	1,512	1,536
2	7	50	1,007	1,0	2,008	1,445	1,445

Таблица П. 1.2

Значения $\bar{N}_m$ для различных методов

$\bar{a}_n$	N_F	N_0	УТМВ	УТМА	НВК
1	3	1000	1,62	1,74	1,75
1	3	100	1,68	1,75	1,65
1	4	1000	1,99	2,41	2,29
1	4	100	1,94	2,35	2,24
1	5	1000	1,50	12,1	11,9
1	5	100	1,37	7,22	7,05
1	6	1000	3,11	3,787	3,785
1	6	250	3,049	3,663	3,638
1	6	50	2,348	3,130	3,065
1	7	1000	2,933	3,217	3,175
1	7	250	3,049	3,124	3,029
1	7	50	2,511	2,804	2,867
1,97	6	250	2,470	3,008	3,006
1,97	6	50	2,322	2,610	2,599
1,97	7	50	2,227	2,691	2,411
2	3	1000	1,51	1,59	1,59
2	3	100	1,54	1,56	1,56
2	4	1000	2,00	2,00	1,50
2	4	100	1,97	1,97	1,50
2	5	100	1,00	4,19	4,09
2	6	1000	2,138	3,117	3,117
2	6	250	2,190	2,752	2,751
2	6	50	2,110	2,485	2,483
2	7	1000	2,703	3,235	3,282
2	7	50	2,379	3,018	3,001

Через N_F в таблицах обозначены номера (последняя цифра) формул, по которым вычисляются значения $\Delta\tau_{ij}$:

$$\Delta\tau_{ij} = \xi, \quad (\text{П. 1.3})$$

$$\Delta\tau_{ij} = (i - j)/(i + j), \quad (\text{П. 1.4})$$

$$\Delta\tau_{ij} = i + j, \quad (\text{П. 1.5})$$

$$\Delta\tau_{ij} = 2\pi T_s / \Delta\varphi_{ij}, \quad (\text{П. 1.6})$$

$$\Delta\tau_{ij} = 2\pi \xi T_s / \Delta\varphi_{ij}, \quad (\text{П. 1.7})$$

Таблица П. 1.3

Значения $\bar{N}_T$ для различных методов

$\bar{s}_n$	N_F	N_0	УТМВ	УТМА	ВКВ	ВКА	НВК
1	3	1000	1,52	1,15	2,45	1,30	1,30
1	3	100	1,43	1,15	2,56	1,28	1,23
1	4	1000	1,13	1,13	2,35	1,68	1,53
1	4	100	1,12	1,12	2,33	1,66	1,52
1	5	1000	2,02	1,15	599	7,24	7,15
1	5	100	1,59	1,09	23,5	4,53	4,50
1	6	1000	1,051	1,048	2,282	1,712	1,712
1	6	250	1,091	1,084	2,313	1,901	1,897
1	6	50	0,965	0,923	2,359	1,723	1,693
1	7	1000	1,070	1,042	2,088	1,647	1,617
1	7	250	1,059	1,084	2,130	1,630	1,556
1	7	50	1,058	0,951	2,155	1,553	1,648
1,97	6	250	1,396	1,410	3,118	2,101	2,100
1,97	6	50	1,510	1,508	3,197	2,118	2,114
1,97	7	50	1,414	1,334	2,984	1,945	1,627
2	3	1000	3,10	2,38	6,09	2,62	2,62
2	3	100	2,96	2,31	6,03	2,56	2,56
2	4	1000	2,37	2,37	5,03	3,03	2,52
2	4	100	2,33	2,31	4,94	2,97	2,49
2	5	100	2,82	2,00	21,3	5,20	5,10
2	6	1000	2,676	2,676	6,112	4,117	4,117
2	6	250	2,649	2,648	6,063	3,752	3,751
2	6	50	2,572	2,571	5,380	3,485	3,483
2	7	1000	2,979	3,104	6,222	4,232	4,483
2	7	50	2,735	3,731	5,818	4,018	4,001

Таблица П. 1.4

Значения $\bar{N}_T^f$ для различных методов

$\bar{s}_n$	N_F	N_0	УТМВ	УТМА	ВКВ	ВКА	НВК
1	6	1000	0,388	0,387	0,966	0,840	0,840
1	6	250	0,408	0,406	0,969	0,817	0,814
1	6	50	0,347	0,335	0,873	0,621	0,608
1	7	1000	0,395	0,384	0,849	0,666	0,649
1	7	250	0,404	0,406	0,844	0,630	0,622
1	7	50	0,351	0,335	0,825	0,635	0,591
1,97	6	250	0,633	0,633	1,478	1,023	1,023
1,97	6	50	0,582	0,610	1,285	0,853	0,851
1,97	7	50	0,622	0,606	1,316	0,846	0,750
2	6	1000	1,052	1,052	3,156	2,150	2,150
2	6	250	1,074	1,074	2,476	1,642	1,641
2	6	50	1,030	1,029	2,301	1,482	1,481
2	7	1000	1,260	1,275	3,557	1,948	1,959
2	7	50	1,223	1,219	2,704	1,821	1,818

где ξ — псевдослучайная величина, равномерно распределенная от 0 до 1. При $N_F = 5$ чаще контактируют объекты с малыми номерами, а при $N_F = 4$ с большими номерами. Формулы (П. 1.6)–(П. 1.7) использовались при исследовании эволюции дисков объектов, движущихся вокруг Солнца (см. главы VI–VII): сумма углов в радианах $\Delta\varphi_{ij}$ между направлениями на i -й и j -й объекты, внутри которых расстояние между орбитами этих объектов меньше радиуса сферы действия (см. § 2 главы IV); $T_s = P_i \cdot P_j / |P_i - P_j|$ синодический период обращения i -го и j -го объектов, P_i и P_j периоды обращения i -го и j -го объектов вокруг Солнца. Если орбиты не пересекаются, то $\Delta\tau_{ij} = \infty$. При $6 \leq N_F \leq 7$ в таблицах приведены данные, полученные при исследовании следующего плоского диска. Суммарная масса объектов равнялась 1,87 массы Земли. Начальные объекты были одинаковы, их эксцентриситеты равнялись 0,2, а большие полуоси их орбит $a_i^0 = \sqrt{0,36^2 + (1,2^2 - 0,36^2)i/N_0}$ а.е., $i = 1, N_0$.

В табл. П. 1.1–П. 1.4 приведены данные, полученные для методов УТМА, УТМВ и для трех модификаций метода ВК. Модификации А и В для метода ВК аналогичны соответствующим модификациям метода УТМ (только все циклы в § 2 берутся от 1 до N) и обозначены буквами ВКА и ВКВ. Метод ВКВ близок к методу, рассмотренному Козловым (1986).

Буквами НВК обозначен неуплучшаемый метод ВК, приведенный Козловым в отчете Института прикладной математики за 1985 г. В этом методе на каждом шаге определяются два (а не одно) минимальных значения τ_i и дополнительно используется N -мерный массив одноразрядных признаков, указывающих на то, участвовал ли объект в каком-либо контакте.

В случае $\bar{s}_n < 2$ расчеты заканчивались, когда в системе оставались только не контактирующие между собой объекты. При $3 \leq N_F \leq 5$ оставался только один объект, а при $6 \leq N_F \leq 7$ не более десяти. Если при вычислении $\Delta\tau_{ij}$ не использовались псевдослучайные числа, то параметры всех объектов и время эволюции после одинакового числа контактов не зависели от используемого метода вычислений. При $3 \leq N_F \leq 5$ использовались «грязные» модификации методов без «чисток», а при $6 \leq N_F \leq 7$ «чистки» проводились с помощью метода «уплотнения».

В табл. П. 1.1 приведены относительные времена T_r расчетов по различным методам. За единицу взято время расчетов по наилучшему методу. Время расчетов начальной матрицы W при определении T_r не учитывалось, так как иначе при $\bar{s}_n = 2$ эффективность методов зависела бы от рассматриваемого интервала времени. Из результатов, представленных в табл. П. 1.1, видно, что при $6 \leq N_F \leq 7$ времена расчетов по методам УТМА и УТМВ примерно одинаковы, а при $3 \leq N_F \leq 5$ в одних случаях лучше использовать метод УТМА, а в других случаях — метод УТМВ.

Чем больше начальное число N_0 объектов, тем больше при $6 \leq N_F \leq 7$ отношение N_r времени расчетов по лучшим модификациям метода ВК к времени тех же расчетов по методу УТМ, причем при $N_0 = 1000$ это отношение равнялось 1,5–2. Наименее эффективным оказался метод ВКВ. В случае $N_0 = 1000$ наименьшее отличие (на 23 %) во времени расчетов по методу УТМ и методу ВК получено при $N_F = 3$ и $s_n = 2$, а наибольшее отличие ($N_r \approx 10$) — при $N_F = 5$ и $s_n = 1$. Последнее отличие вызвано тем, что при $N_F = 5$ в начальный момент времени в методе ВК у всех объектов, кроме первого, партнером является первый объект ($i' = 1$) и поэтому после первого контакта все N значений τ_i в методе ВК пересчитываются сразу, а в методе ВКА часть из них пересчитывается позже при «корректировании по столбцам». В методе УТМ после контакта первых двух объектов никакого «корректирования по столбцам» проводить не надо. При $6 \leq N_F \leq 7$ время расчетов по методу УТМ было, по крайней мере, на 10 % меньше, чем по вероятностному алгоритму, при котором матрица P хранилась в памяти ЭВМ.

Общее время расчетов можно представить в следующем виде:

$$T_E = (\bar{N}_m T_m + \bar{N}_r T_r N_0) N_{\text{сбл}} + T_t + T_0,$$

где T_m — среднее время поиска минимума среди $N - 1$ значений τ_i^* (или среди N значений τ_i), $\bar{N}_m$ — среднее число таких поисков при моделировании одного контакта, T_r — среднее время вычисления τ_{ij} , T_t — время выполнения общих операций для всех методов, включающее время моделирования контактов; T_0 — время вычисления начальной матрицы W ; $N_r = \bar{N}_r N_0 N_{\text{сбл}}$ — общее число вычислений τ_{ij} (включая значения τ_{ij} , равные бесконечности), $N_r^f = \bar{N}_r^f N_0 N_{\text{сбл}}$ — общее число вычислений конечных τ_{ij} , $N_{\text{сбл}}$ — общее число контактов в ходе эволюции. Поэтому представляют интерес значения $\bar{N}_m$, $\bar{N}_r$ и $\bar{N}_r^f$, приведенные в табл. П. 1.2–П. 1.4.

Для методов ВКВ и УТМВ всегда $\bar{N}_m = 1$. При $3 \leq N_F \leq 5$ значения $\bar{N}_r^f$ в табл. П. 1.4 не приводятся, так как в этом случае $\bar{N}_r = \bar{N}_r^f$. Значения $\bar{N}_m$ в методе УТМА лежали, в основном, в пределах от 1,5 до 3, а в методах ВКА и НВК в среднем были немного больше. В методе УТМА $\bar{N}_r \leq 1,15$ при $s_n = 1$ и $\bar{N}_r \leq 3,73$ при $s_n = 2$. Большие значения $\bar{N}_r$ в методе ВК (см. табл. П. 1.3) связаны с тем, что для вычисления τ_i нужно определять N значений τ_{ij} , а для вычисления τ_i^* — только $N - i$ таких значений. В первоначальном варианте метода ВК (Козлов, 1984) матрица $(\tau_i, i, i', i = \overline{1, N})$ упорядочивалась в порядке возрастания τ_i и $\bar{N}_r \approx 3,5$ при $s_n = 1$.

Метод УТМА использовался нами при исследовании эволюции ряда пространственных дисков тел (см. главы VI и VII). При этих расчетах N_0 было немного меньше 1000, а $\bar{s}_n \approx 1,999$, $\bar{N} \sim 1000$ и $\bar{N}_m \approx 2,8$. При исследовании дисков, соответствовавших зоне питания планет земной группы, получено, что $3,9 \leq \bar{N}_r \leq 4,2$ и $0,26 \leq \bar{N}_r^f \leq 0,28$, а при исследовании дисков, соответствовавших зонам Урана и Нептуна, $2,8 \leq \bar{N}_r \leq 3,3$ и $0,57 \leq \bar{N}_r^f \leq 0,62$.

В ряде случаев (главы V и VI) при одних и тех же исходных данных моделирование эволюции дисков тел проводилось как вероятностным, так и детерминированным методами. Получено, что если число тел в диске не мало (т. е. для большинства тел их орбиты пересекают хотя бы несколько других орбит), то при выборе пар сближающихся тел детерминированным методом время эволюции диска тел может быть на порядок меньше, чем при использовании вероятностного метода. В частности, результаты расчетов, полученные при детерминированном подходе, указывают, что время формирования 80 % массы Земли может не превышать 10 млн лет. Реальный процесс, вероятно, лежит между этими подходами. Орбиты и массы образовавшихся планет и времена до столкновений отдельных тел с планетами примерно одинаковы для обоих методов.

§ 6. Модификации алгоритма, обеспечивающие дополнительное увеличение скорости расчетов

Для поиска наиболее раннего контакта в системе нужно находить минимум среди $N - 1$ значения τ_i^* . Чтобы ускорить поиск этого минимума при больших значениях N , все объекты можно разбить на N_g групп, которые назовем «группами по τ » [объекты можно разбивать также на группы-кванты, в зависимости от их параметров (Козлов и Энеев, 1979)]. Для каждой q -й группы хранятся значения τ_q^g , i_q^g и k_q^g , где $\tau_q^g = \min_{i \in U_q} \tau_i^* = \tau_{i_q^g}^* = \tau_{i_q^g k_q^g}^*$, U_q — множество номеров объектов, принадлежащих q -й группе, i_q^g и k_q^g — номера объектов, при которых достигается этот минимум. Всего требуется дополнительно хранить $3N_g$ чисел (в том числе $2N_g$ целых чисел).

При использовании «групп по τ » минимальное значение τ_i^* , определяющее номера контактирующих объектов, ищется не среди $N - 1$ значения τ_i^* , а среди N_g значений τ_q^g . После каждого вычисления τ_i^* ($i \in U_q$) по формуле (П. 1.2) или при «корректировании по столбцам» в случае а), рассмотренном в § 3, нужно заново определять соответствующие значения τ_q^g , i_q^g и k_q^g . Обозначая через α среднее число вычислений τ_q^g при одном контакте, получаем, что средний объем вычислений при поиске минимума τ_i^* для одного контакта $V_m \propto \bar{N}_m N_g + \alpha N / N_g$, а при $N_g = \sqrt{\alpha N / \bar{N}_m}$ минимален. Значение α существенно зависит от рассматриваемой модели эволюции.

При очень большом числе объектов можно вводить двойное разбиение на группы, т. е. N_g первичных «групп по τ » объединять во вторичную группу и для m -й вторичной группы хранить минимальное значение $\tau_m^w = \min_{q \in U_m^w} \tau_q^g = \tau_{i_m^w}^*$ (где U_m^w — множество номеров первичных групп, входящих в m -ю вторичную группу) и номер i_m^w первичной группы, при которой достигается этот минимум. В этом случае $V_m \propto \bar{N}_m N_w + \alpha [N_g + N / (N_g N_w)]$, где N_w — число вторичных групп. Если $N_w = N_g$, то V_m минимально при $N_g = \sqrt[3]{2\alpha N / (\alpha + \bar{N}_m)}$.

Описанная ниже модификация метода УТМ требует дополнительно хранить $2N - 2$ чисел, но позволяет вдвое уменьшить число пересчетов τ_{ik} , названных в § 2 «дополнительными». В этом случае для $l = 1, N - 1$ вместо одной пары (τ_l^*, k_l) хранятся две пары: (τ_l^{*1}, k_l^1) и (τ_l^{*2}, k_l^2) , где $\tau_l^{*1} = \min_{n > l} \tau_{ln}^* = \tau_{lk_l^1}^*$ и $\tau_l^{*2} = \min_{m > l} \tau_{lm}^* = \tau_{lk_l^2}^*$, n и k_l^1 — нечетные, а m и k_l^2 — четные числа. При поиске номеров контактирующих объектов в этом случае минимум выбирается уже среди $2N - 2$ значений τ_l^{*1} и τ_l^{*2} , а не среди $N - 1$ значения τ_l^* . Если i — четное число, то при «корректировании по i -му столбцу» для $l = 1, i - 1$ могут пересчитываться только значения τ_l^{*2} , а все значения τ_l^{*1} не меняются.

В случае $s_n \geq 1$ при моделировании каждого контакта нужно вычислять не менее N значений τ_{ij} и при больших значениях N основной объем расчетов приходится на вычисления τ_{ij} . Поэтому при исследовании эволюционирующих дискретных систем с бинарными взаимодействиями можно применять многопроцессорные ЭВМ. Некоторые особенности реализации алгоритма моделирования эволюции диска тел на многопроцессорной ЭВМ ПС-2000 типа ОКМД (Одиночный поток Команд, Множественный поток Данных) рассматривались Ипатовым (1989 в) в приложении 3, Ипатовым (1985 б), Ипатовым и Гонсалес-Менендес (1985).

Выводы

Разработаны новые методы выбора пар контактирующих объектов в системе с бинарными взаимодействиями. При исследовании методом сфер эволюции дисков тел, движущихся вокруг Солнца, эти методы использовались для выбора пар тел, сближающихся до радиуса рассматриваемой сферы. Рассматривались вероятностный и детерминированный подходы. При вероятностном подходе пары сближающихся объектов выбирались пропорционально вероятностям их сближений, а при детерминированном подходе выбиралась та пара тел, для которых время до изолированного (от других тел) сближения минимально. Результаты расчетов показали, что если число рассматриваемых объектов велико, то при детерминированном выборе пар сближающихся тел характерное время между последовательными сближениями тел на порядок меньше, чем при вероятностном выборе. Время расчетов по разработанному нами детерминированному методу выбора пар контактирующих объектов требует в 1,5–2 раза меньше времени, чем по методу виртуальных контактов, разработанному ранее Энсесым и Козловым. Предложены модификации алгоритма, обеспечивающие дополнительное увеличение скорости расчетов.

Приложение 2

Изменения элементов орбит планет

Исследования вековых возмущений элементов орбит планет, начатые Лагранжем, были продолжены различными авторами. Обзор таких работ приведен Субботиным (1968) в § 7 главы XVIII. Эпплгейт и др. (1986) и Нобили и др. (1989) исследовали эволюцию орбит

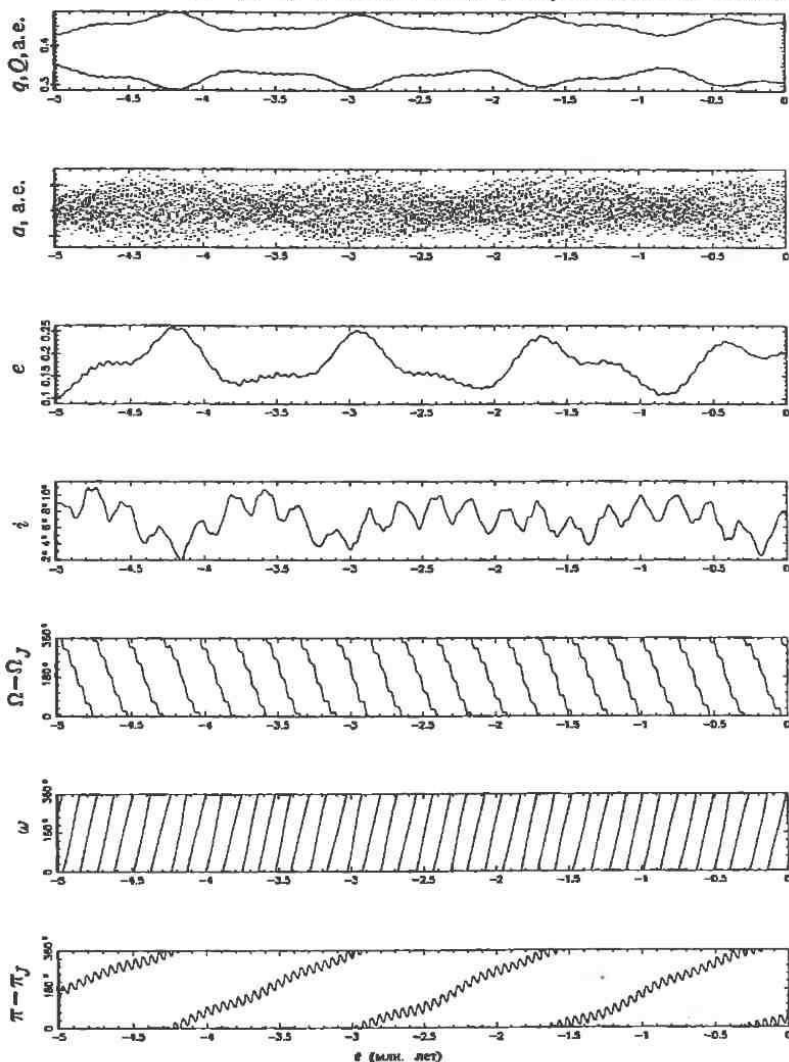


Рис. 11.2.1. (а) Изменения со временем (в млн лет) большой полуоси a (в а.е.), перигелийного и афелийного расстояний ($q = a(1 - e)$ и $Q = a(1 + e)$, в а.е.), эксцентриситета e , наклонения i (к начальной плоскости орбиты Земли, в град.), разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов планеты и Юпитера, аргумента перигелия ω , разности $\Delta\pi = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев планеты и Юпитера (все углы приводятся в град.) для Меркурия. Результаты получены путем численного интегрирования с помощью интегратора RMVS3

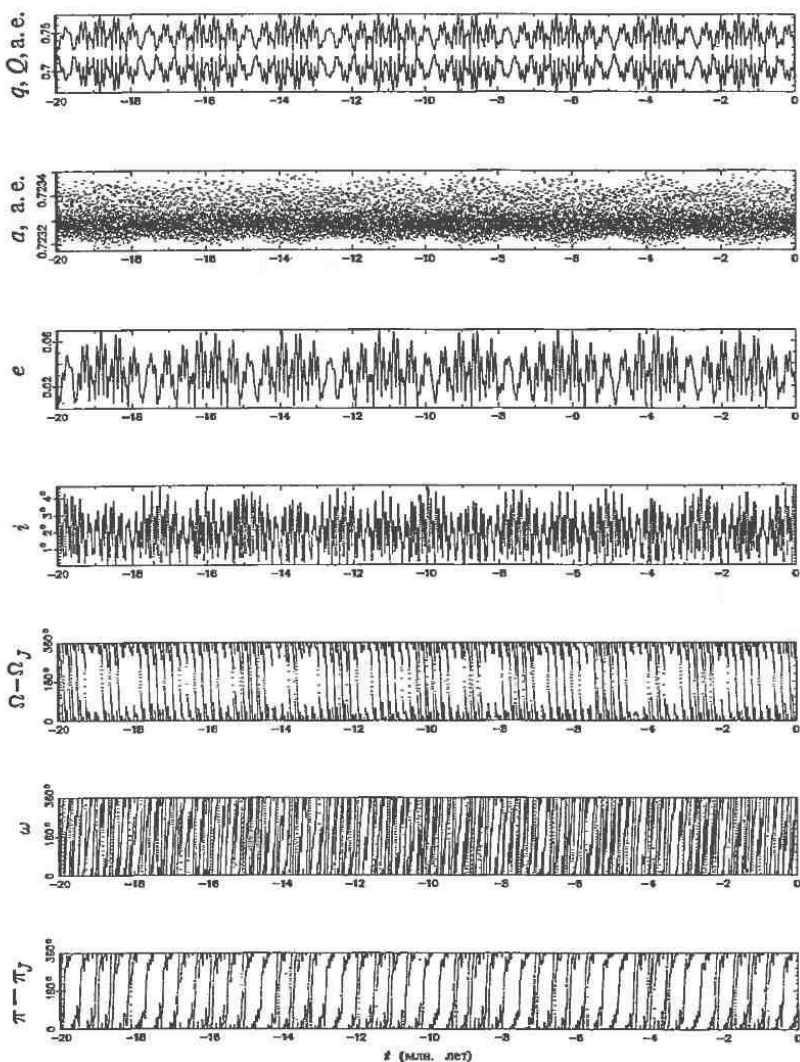


Рис. П. 2.1. (б) Изменения элементов орбиты Венеры. Обозначения те же, что на рис. (а)

пяти внешних планет (от Юпитера до Плутона) на интервале ± 100 млн лет и ± 50 млн лет, соответственно. В работе Эпплгейта и др. (1986) приведены пределы изменений больших полуосей a , эксцентриситетов e и наклонений i орбит внешних планет и графики изменений элементов орбиты Плутона. Нобили и др. (1989) изучали вековые частоты планет-гигантов. Ласкар (1988) интегрировал вековые уравнения для 8 планет на интервале 30 млн лет и представил графики вековых изменений e и i для планет земной группы. Ряд работ (Милани и др., 1989б; Суссман и Уиздом, 1988; и др.) посвящен только эволюции орбиты Плутона. Период либрации аргумента перигелия Плутона около 90° получен равным 3,78 млн лет. Кроме доминирующих изменений наклона этой планеты с периодом 3,8 млн лет, есть еще модуляции i с периодами 34 млн, 150 млн и 570 млн лет. Ласкар (1996), проинтегрировав осредненные уравнения движения на интервале $(-10, 15)$ млрд лет, пришел к выводу, что не позднее, чем через 3,5 млрд лет, возможно столкновение Меркурия с Венерой.

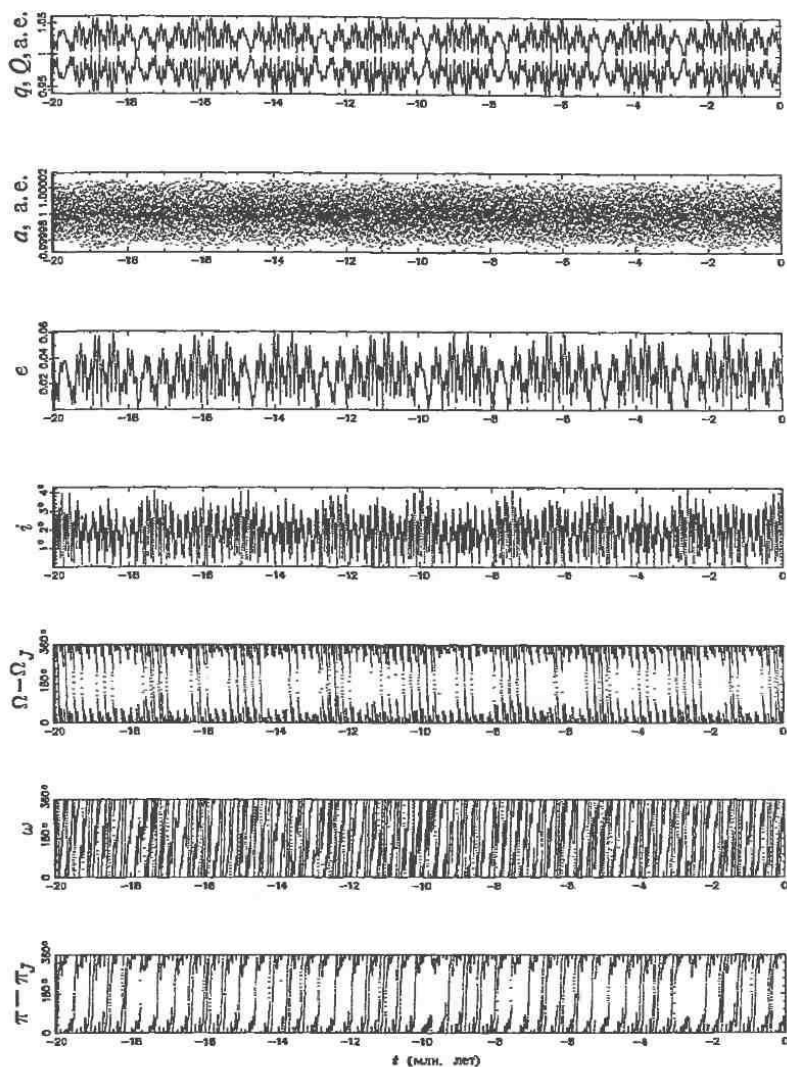


Рис. II. 2.1. (в) Изменения элементов орбиты Земли. Обозначения те же, что на рис. (а)

Наш интерес к проблеме эволюции орбит планет вызван планами построения приближенных методов исследования эволюции орбит малых тел под влиянием планет. Для этого нужно знать пределы и периоды характерных изменений элементов орбит. Сделанные ранее аналитические оценки недостаточно точны, а результаты численных расчетов, проведенных другими авторами, не дают полных данных для построения этих методов.

В § 6 главы VII представлены результаты исследований эволюции орбит малых тел, полученные нами путем численного интегрирования уравнений движения системы, состоящей из Солнца, 8 или 9 планет и тела нулевой массы. С помощью интегратора BULSTO (Булириш—Штер, 1966) рассматривались интервалы времени, равные $\pm 0,1$ млн, ± 1 млн и ± 2 млн лет, а с помощью симплектического интегратора RMVS3 (Левисон и Дункан, 1994) исследовалась эволюция орбит на интервалах времени ± 20 млн и 200 млн лет. Интегратор RMVS3 дает меньшую точность вычислений, но требует на порядок меньше времени расчетов. При этом интегрировании были получены также графики изменений элементов орбит планет

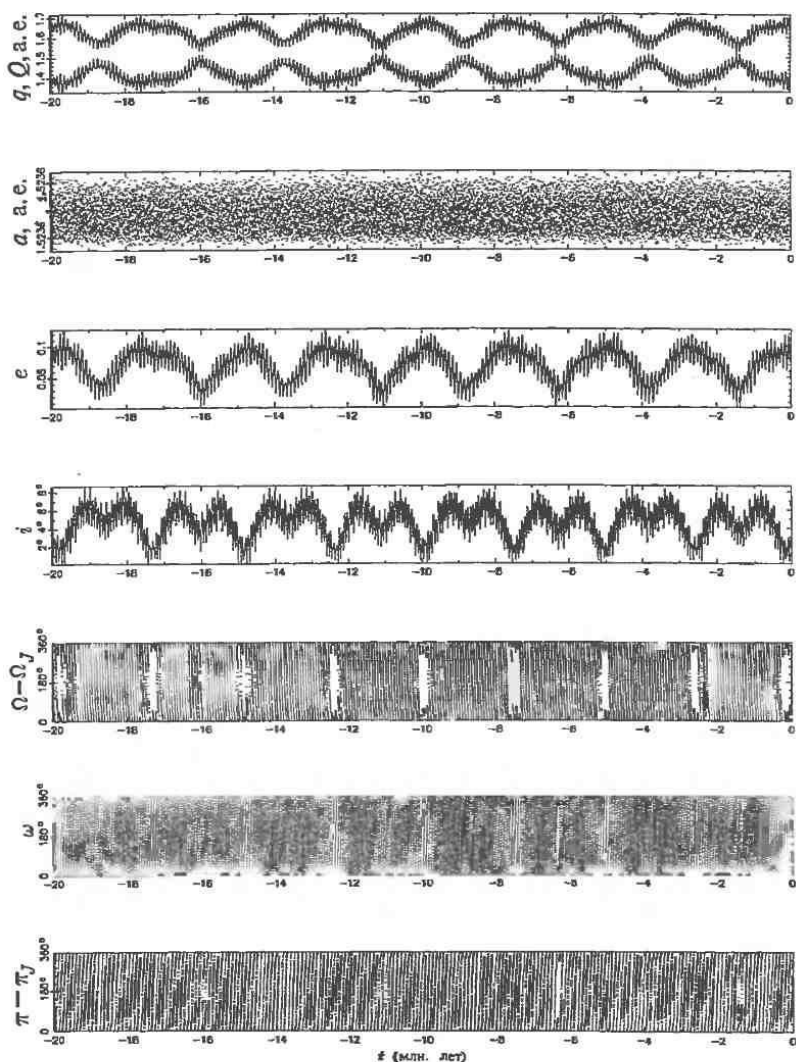


Рис. П. 2.1. (r) Изменения элементов орбиты Марса. Обозначения те же, что на рис. (а)

со временем. На рис. П. 2.1 они приведены, в основном, для интервала времени, равного 20 млн лет, при интегрировании в прошлое. Расчеты на этом интервале времени проводились для 8 планет (кроме Меркурия). На рис. П. 2.1 (а) приведены результаты расчетов на интервале $(-5 \text{ млн лет}, 0)$, а на рис. П. 2.1 (и) графики зависимостей e и i от времени представлены также на интервале $(0, 200 \text{ млн лет})$. Графики, приведенные для этих интервалов времени, получены при учете всех 9 планет. За исключением рисунков для Плутона, графики на интервале в 200 млн лет не дают дополнительной информации по сравнению с графиками на интервале $T = 20 \text{ млн лет}$. Мы интегрировали уравнения в декартовой системе координат. Для $T = 20 \text{ млн лет}$ вычисления элементов орбит проводились шагом $\Delta t = 1000 \text{ лет}$. Наклонения определялись относительно начальной (при $t = 0$) орбиты Земли.

В табл. П. 2.1 для всех планет представлены пределы $\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$ изменений больших полуосей орбит, минимальные и максимальные расстояния ($R_{\min}$ и $R_{\max}$) от Солн-

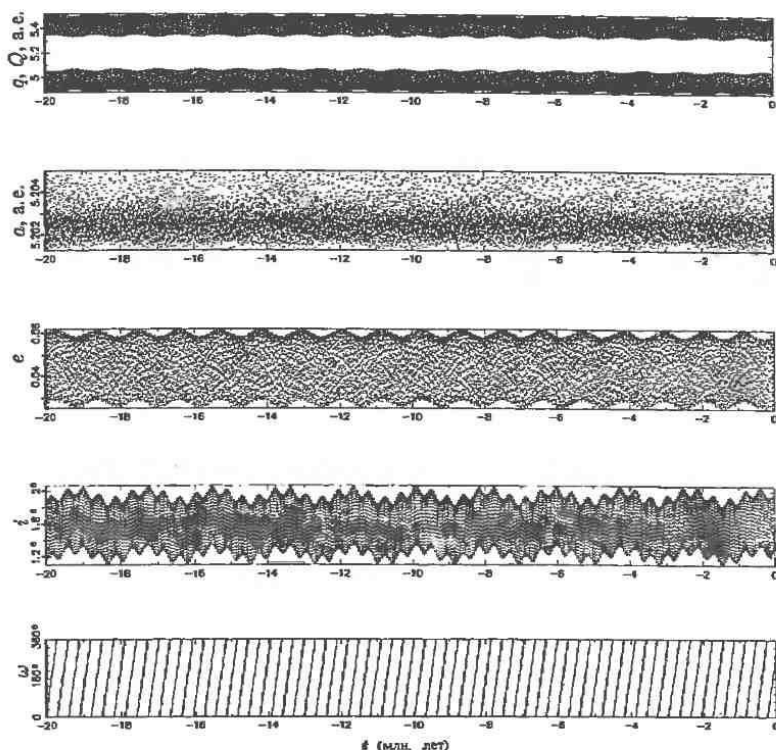


Рис. П. 2.1. (д) Изменения элементов орбиты Юпитера. Обозначения те же, что на рис. (а)

Таблица П. 2.1

Пределы изменений элементов орбит планет

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Δa , а.е.	0,000030	0,000033	0,000062	0,00029	0,0037	0,080	0,231	0,407	1,004
$R_{\min}$, а.е.	0,281	0,673	0,939	1,330	4,880	8,69	17,70	29,34	28,39
$R_{\max}$, а.е.	0,493	0,774	1,061	1,717	5,524	10,45	20,78	31,00	51,15
$e_{\min}$	0,080	0,0002	0,0002	0,0018	0,0252	0,0074	0,0009	0,00005	0,2065
$e_{\max}$	0,273	0,0697	0,0608	0,1268	0,0618	0,0894	0,0757	0,0222	0,2806
Δe	0,193	0,0695	0,0606	0,125	0,0366	0,082	0,0748	0,0222	0,0741
$i_{\min}$, град.	1,80	0,013	0,000	0,061	1,096	0,567	0,438	0,783	13,414
$i_{\max}$, град.	11,86	4,731	0,429	8,640	2,063	2,594	2,710	2,365	18,446
Δi , град.	10,06	4,718	0,429	8,579	0,967	2,027	2,272	1,582	5,032

ца, минимальные и максимальные значения эксцентриситета и наклона ($e_{\min}$, $e_{\max}$, $i_{\min}$ и $i_{\max}$), $\Delta e = e_{\max} - e_{\min}$ и $\Delta i = i_{\max} - i_{\min}$. За исключением Меркурия ($T = 200$ млн лет), данные по остальным планетам приведены для $T = 20$ млн лет (при интегрировании в прошлое).

В табл. П. 2.2 приведены средние значения периодов T_e , T_i , T_ω , $T_{\Delta\Omega}$ и $T_{\Delta\pi}$ изменений эксцентриситета, наклона и аргумента перигелия планеты ω , разности $\Delta\Omega_J = \Omega - \Omega_J$ долгот восходящих узлов планеты и Юпитера и разности $\Delta\pi_J = \pi - \pi_J$ долгот перигелиев планеты и Юпитера. Эти данные получены (Ипатов, 1997 ж, 2000 а) на основе анализа графиков изменений элементов орбит со временем. Если углы монотонно возрастают или убывают в ходе эволюции, то под периодом понимается время их изменения на 360° .

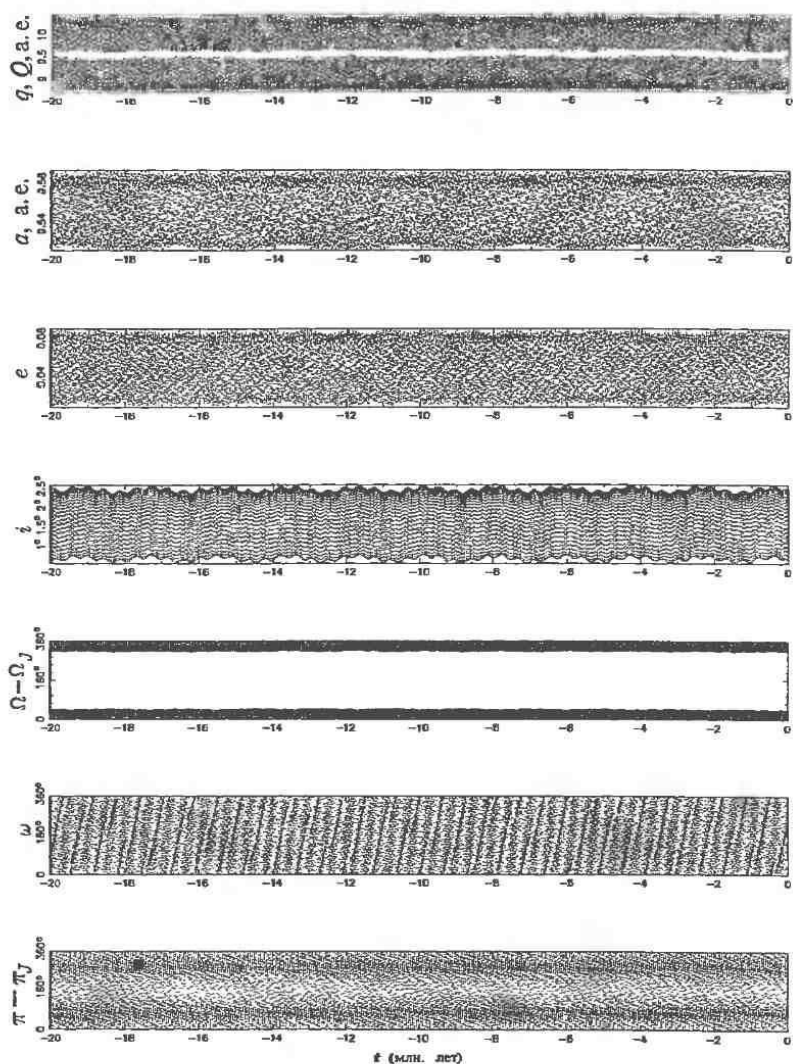


Рис. П. 2.1. (е) Изменения элементов орбиты Сатурна. Обозначения те же, что на рис. (а)

Таблица П. 2.2

Периоды изменений элементов орбит планет (в миллионах лет)

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
T_{ω}	0,12	0,1	0,1	0,036	0,30	0,046	0,30	1,91	3,8
k_{ω}	I	I	I	I	I	I	I	I	L
$T_{\Delta\Omega_J}$	0,2	0,07	0,07	0,07	—	0,049	0,44	1,87	3,7
$k_{\Delta\Omega_J}$	D	L, D	L, D	D	—	L	L	L	D
T_i	0,2	0,07	0,07	0,07	0,049	0,049	0,43	1,87	3,7
T_e	I	0,1	0,1	0,1	0,054	0,054	1,12	0,53	3,8
$T_{\Delta\pi_J}$	1,4	0,3	0,2	0,1	—	0,054	0,054	0,36	0,28
$k_{\Delta\pi_J}$	I	II	II	I	—	I	L	D	D
T_I		0,25	0,34	2,5	1,9	1,9			130

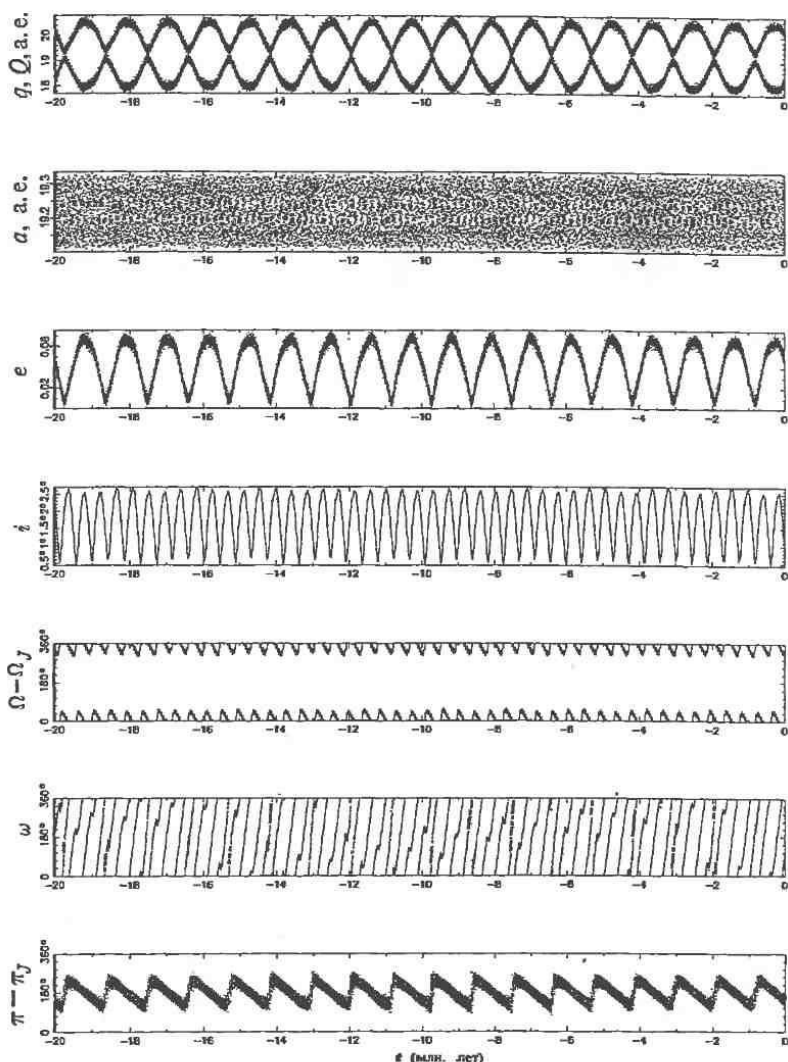


Рис. П. 2.1. (ж) Изменения элементов орбиты Урана. Обозначения те же, что на рис. (а)

Буквы I, D и L в строках k_ω , $k_{\Delta\Omega}$ и $k_{\Delta\pi}$ указывают, соответственно, на возрастание, убывание и либрацию углов. Сочетание II приводится в случае, когда угол, в основном, возрастает, но в течение некоторого времени может меняться около 0. Через t_i обозначен период изменений i , больший t_i (значения t_i в таблице не приводятся, если такие изменения i не четко выражены). В ходе эволюции значения периодов могут меняться в несколько раз. В табл. П. 2.2 приводятся средние значения периодов (в основном, для интервалов $T = 1$ млн лет или $T = 20$ млн лет).

Хотя данные, представленные на рис. П. 2.1 и в табл. П. 2.1—П. 2.2, получены с помощью симплектического интегратора и шаг определения элементов орбит был довольно большим, значения $\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$, $e_{\min}$ и $e_{\max}$, представленные в табл. П. 2.1, обычно или совпадают со значениями, приведенными Эпплгейтом и др. (1986) для внешних планет и $T = 214$ млн лет, или отличаются в последней цифре, т. е. симплектический интегратор обеспечивает довольно высокую точность вычислений.

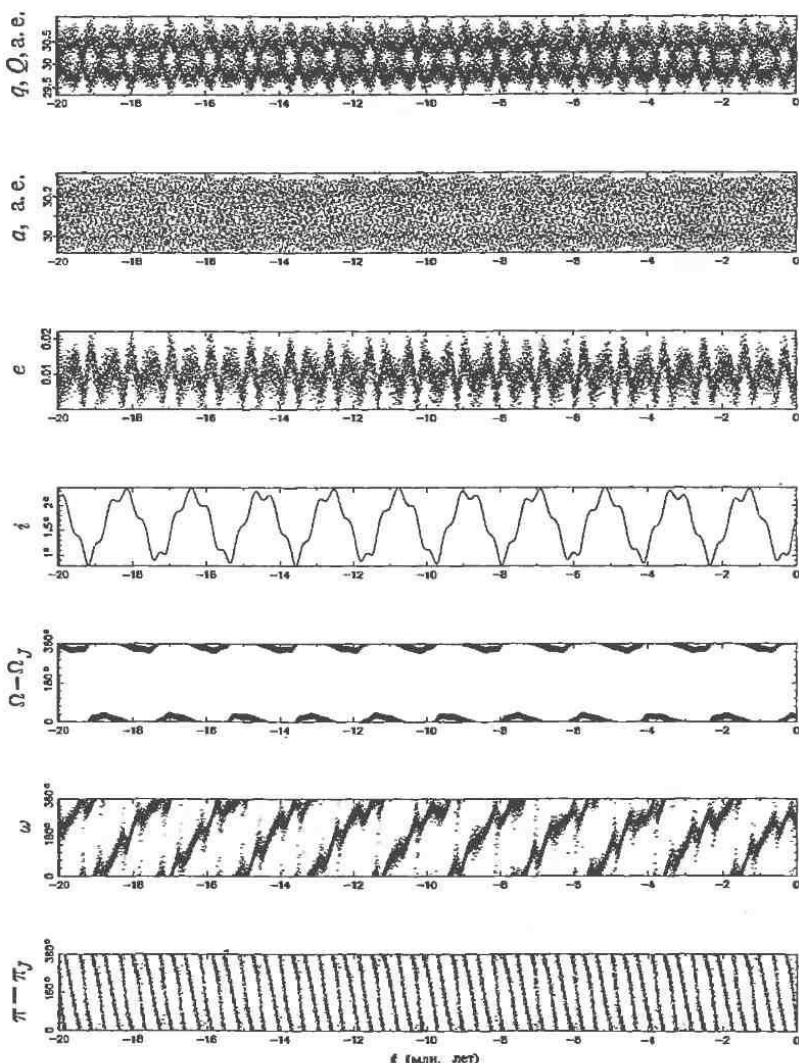


Рис. П. 2.1. (з) Изменения элементов орбиты Нептуна. Обозначения те же, что на рис. (а)

Периоды изменений элементов орбит, в основном, близки к периодам, полученным другими авторами для планет-гигантов. Отметим одно отличие. В работе Нобили и др. (1989) вековая частота g_7 соответствует периоду 0,42 млн лет. Из рис. П. 2.1 (ж) видим, что за 20 млн лет аргумент перигелия Урана примерно 66 раз возрастает на 360° , т. е. $T_\omega \approx 0,3$ млн лет.

Так как расчеты проводились во время непродолжительного визита в 1996 г. в Берлинский институт планетных исследований с целью изучения эволюции орбит объектов, сближающихся с Юпитером, то графики были построены только для $\Delta\Omega_J = \Omega - \Omega_J$ и $\Delta\pi_J = \pi - \pi_J$ (насколько нам известно, аналогичные графики другими авторами не рассматривались), а сразу после визита файлы с результатами расчетов были уничтожены. Однако эти графики также представляют интерес, так как они характеризуют влияние Юпитера на эволюцию орбит других планет. Например, отметим, что периоды $T_{\Delta\pi}$ для Сатурна и Урана одинаковы и равны периодам T_e изменений эксцентриситетов орбит Юпитера и Сатурна (0,054 млн лет). π_J возрастает на 360° за 0,3 млн лет, а $\frac{d\pi_J}{dt} = \nu_5 \approx 4,20''/\text{год}$. Для всех планет (кроме Юпитера)

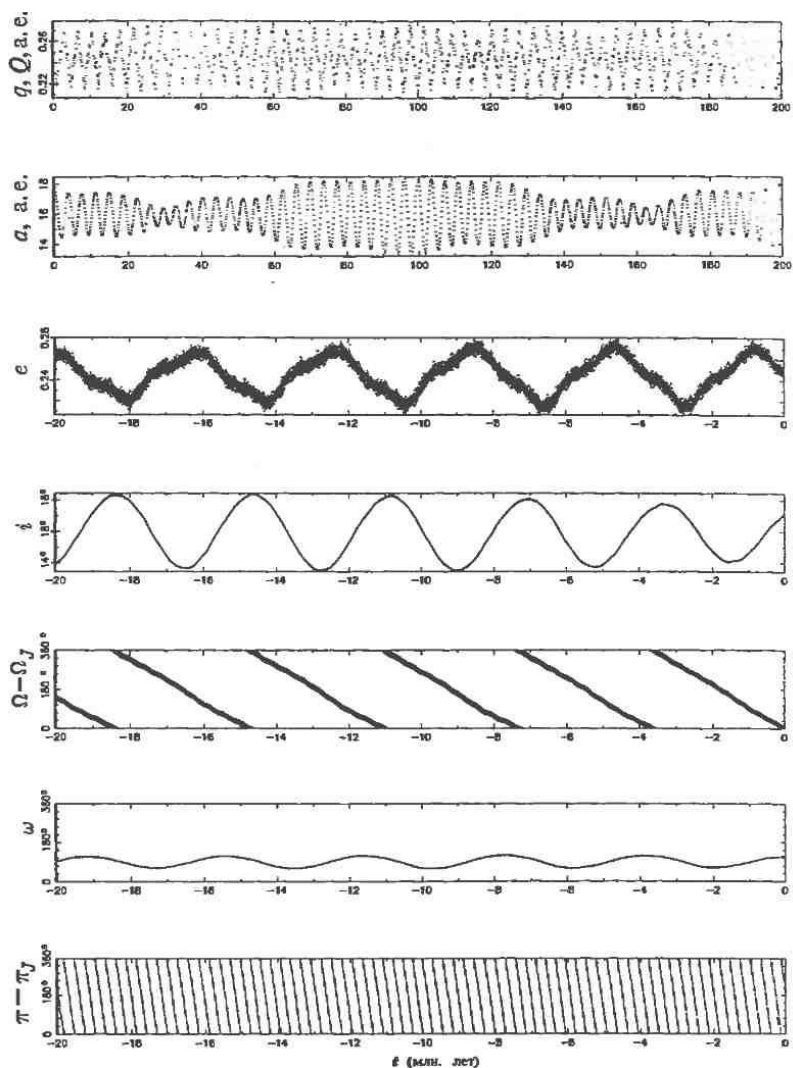


Рис. П. 2.1. (и) Изменения элементов орбиты Плутона. Обозначения те же, что на рис. (а)

получено, что $T_{\Delta\Omega} \approx T_i$. Периоды $T_{\Delta\Omega}$ для Венеры, Земли и Марса примерно одинаковы (равны 0,07 млн лет). Значения $\Delta\Omega_J$ для Сатурна, Урана и Нептуна либрировали около 0, а значение $\Delta\pi_J$ для Урана либрировало около 180° .

Приложение 3

Некоторые формулы небесной механики

Для удобства читателя в данном приложении приводятся некоторые известные формулы, которые часто используются при изучении движения небесных тел. Более подробно с различными формулами небесной механики можно ознакомиться в Справочном руководстве (1978).

§ 1. Ограниченная круговая задача трех тел

Ограниченная задача трех тел — это задача о движении материальной точки P с нулевой массой, притягиваемой двумя другими материальными точками P_0 и P_1 ненулевых масс m_0 и m_1 , движущимися вокруг общего центра масс. Ограниченная круговая задача трех тел является частным случаем этой задачи, когда P_0 и P_1 движутся по круговым кеплеровским орбитам вокруг общего центра масс. Подробнее с результатами исследований этой задачи можно ознакомиться в книгах Себея (1982), Уитнера (1967), Субботина (1968), Маркеева (1978), Брюно (1990) и др.

Рассмотрим барицентрическую (то есть с началом координат в центре масс) систему координат $Gxyz$, равномерно вращающуюся с угловой скоростью, равной среднему движению n точек P_0 и P_1 . Плоскостью Gxy будем считать плоскость орбиты точек P_0 и P_1 , которые находятся на оси Gz (рис. П. 3.1). Уравнения движения точки P в этой системе координат имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\ddot{x} - 2n\dot{y} &= \frac{\partial \Omega}{\partial x}, \\ \ddot{y} + 2n\dot{x} &= \frac{\partial \Omega}{\partial y}, \\ \ddot{z} &= \frac{\partial \Omega}{\partial z},\end{aligned}\quad (\text{П. 3.1})$$

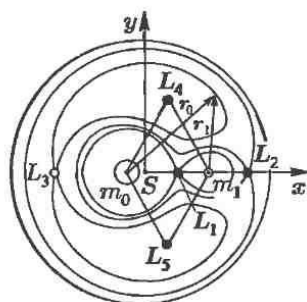


Рис. П. 3.1. Кривые нулевой скорости и точки либрации для случая $m_1/m_0 = 0,2$

где

$$\Omega(x, y, z) = \frac{n^2}{2}(x^2 + y^2) + f\left(\frac{m_0}{r_0} + \frac{m_1}{r_1}\right), \quad r_0^2 = (x + a_0)^2 + y^2 + z^2, \quad r_1^2 = (x - a_1)^2 + y^2 + z^2,$$

$f = k^2$ — постоянная тяготения, k — постоянная Гаусса ($k \approx 0,017202$ для суток и а.е.), $-a_0$ и a_1 — координата x точек P_0 и P_1 , точка над x означает производную по времени.

Система (П. 3.1) обладает первым интегралом $v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = 2\Omega - C$, называемым интегралом Якоби (Jacobi), где v — скорость точки P относительно рассматриваемой подвижной системы координат. Этот интеграл был получен Якоби в 1836 г. и выражает факт постоянства относительной энергии. Постоянная C называется постоянной Якоби.

Поверхностью нулевой относительной скорости (поверхностью Хилла) называется поверхность, определяемая уравнением $2\Omega = C$. Так как $v^2 \geq 0$, то реальные движения точки P возможны только при $2\Omega \geq C$. Рассмотрим случай, когда точка P движется в плоскости Sxy по почти круговой орбите при резонансе 1 : 1 с P_1 (рис. П. 3.2). В этом случае траектория точки P близка к кривой нулевой скорости (линии пересечения поверхности Хилла с плоскостью Sxy), но лежит вне ее.



Рис. П. 3.2. Кривая нулевой скорости и путь частицы в случае резонанса 1 : 1

Примем $T/2\pi = 1/n$ за единицу времени (где T — период обращения точек P_0 и P_1 вокруг центра масс), а большую полуось $a = a_0 + a_1$ орбиты, описываемой точками P_0 и P_1 друг относительно друга, за единицу длины. Согласно третьему закону Кеплера, $f(m_0 + m_1) = a^3 n^2 = 1$. Тогда

$$\Omega = \frac{x^2 + y^2}{2} + \frac{1 - \mu}{r_0} + \frac{\mu}{r_1},$$

где $\mu = \frac{m_1}{m_1 + m_0}$.

Еще Лагранж заметил, что общая задача трех тел допускает частные решения, в которых P_0 , P_1 и P_2 находятся в неизменной плоскости и каждая точка описывает кеплеровскую орбиту около центра масс, причем конфигурация трех тел остается неизменной и точки все время образуют равносторонний треугольник или располагаются на одной линии.

Ограниченная задача трех тел имеет следующие треугольные лагранжевы решения: $x = \frac{z_0 + x_1}{2}$, $y = \pm \frac{\sqrt{3}}{2}(x_1 - x_0)$ (точки либрации L_4 и L_5).

Для ограниченной круговой задачи трех тел коллинеарные лагранжевы решения имеют (Маркеев, 1978) следующий вид:

$$x = 1 - \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{2/3} - \frac{26}{9} \left(\frac{\mu_1}{3}\right) + \dots \quad (\text{точка } L_1),$$

$$x = 1 + \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{2/3} - \frac{28}{9} \left(\frac{\mu_1}{3}\right) + \dots \quad (\text{точка } L_2),$$

$$x = -1 - \frac{5}{12}\mu_1 - \dots \quad (\text{точка } L_3).$$

Здесь $\mu_1 = m_1/m_0$. Для $r_1 = |x - x_1|$ (x_1 — координата точки P_1) имеем (Субботин, 1968; Справочное руководство, 1976):

$$r_1 = \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{1/3} - \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{2/3} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu_1}{3}\right) + \dots \quad (\text{точка } L_1),$$

$$r_1 = \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_1}{3}\right)^{2/3} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu_1}{3}\right) + \dots \quad (\text{точка } L_2),$$

$$r_1 = 1 - \frac{7}{12}\mu_1 + \dots \quad (\text{точка } L_3).$$

Остальные члены в разложении r_1 для точки L_3 различны (Субботин, 1968, с. 455) и (Справочное руководство, 1976, с. 536). Пример расположений точек либрации и кривых нулевой скорости приведен на рис. П. 3.1 для случая $\mu_1 = 0,2$. За рубежом часто точки L_1 и L_2 обозначаются наоборот. Точки L_4 и L_5 устойчивы при $\mu < \frac{2-\sqrt{69}}{18} \approx 0,03852$ (кроме $\mu = \frac{15-\sqrt{213}}{30} \approx 0,0135160$ и $\mu = \frac{45-\sqrt{1833}}{90} \approx 0,0242938$). В точках либрации $\dot{x} = \dot{y} = \frac{\partial \Omega}{\partial x} = \frac{\partial \Omega}{\partial y} = \dot{x} = \dot{y} = 0$. Другие названия этих точек: точки равновесия, стационарные точки, точки Лагранжа.

Некоторые свойства функции $\Omega(x, y) = \frac{x^2 + y^2}{2} + \frac{1 - \mu}{r_0} + \frac{\mu}{r_1}$ (Себекей, 1982): $\Omega(x, y) \geq 1,5$, $\Omega(x, y) = \Omega(x, -y)$; Ω стремится к бесконечности при $r_1 \rightarrow 0$, $r_0 \rightarrow 0$ или $(x^2 + y^2) \rightarrow \infty$. Абсолютные минимумы функции $\Omega(x, y)$ достигаются в точках L_4 и L_5 ; коллинеарные точки равновесия являются седловыми точками. $1,5 = \Omega(L_4) = \Omega(L_5) \leq \Omega(L_3) \leq \Omega(L_2) \leq \Omega(L_1) \leq 2,125$. Минимумы функции $\Omega(x, 0)$ достигаются в коллинеарных точках.

Примеры значений постоянной Якоби вдоль оси x приведены на рис. П. 3.3 для $\mu = 0,5$ (а), $\mu = 0,3$ (б) и $\mu = 0,1$ (в). Через C_1 , C_2 и C_3 обозначены значения C для точек L_1 , L_2 и L_3 , соответственно. Рисунок сделан на основе рис. 4.7 из работы Себекей (1982). Длинные горизонтальные пунктирные линии указывают области возможных движений. На рис. П. 3.4 на плоскости Sxy заштрихованы допустимые области для $C = 3,3$ ($C < C_3$, запретные области вокруг L_4 и L_5 стягиваются при $C \rightarrow 3$) (а), $C = 3,6$ ($C_3 < C < C_2$, возможна связь между внутренней и наружной областями со стороны тела m_1 меньшей массы) (б), $C = 4$ ($C_2 < C < C_1$, возможна связь между окрестностями двух основных тел) (в) и $C = 5$ ($C > C_1$, три не связанные друг с другом области) (г) при $\mu = 0,3$. Рисунок сделан на основе рисунков 4.22–4.24 из работы Себекей (1982). Большие значения C соответствуют более низким уровням

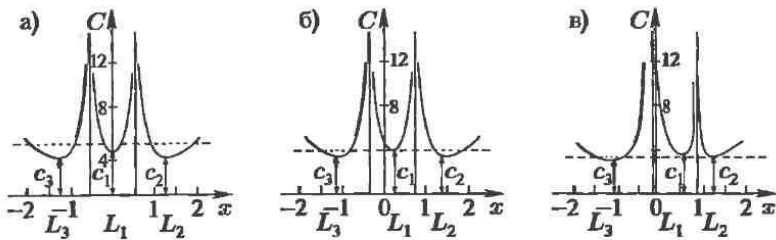


Рис. П. 3.3. Функция $C = 2\Omega(x, 0)$ при $\mu = 0,5$ (а), $\mu = 0,3$ (б) и $\mu = 0,1$ (в)

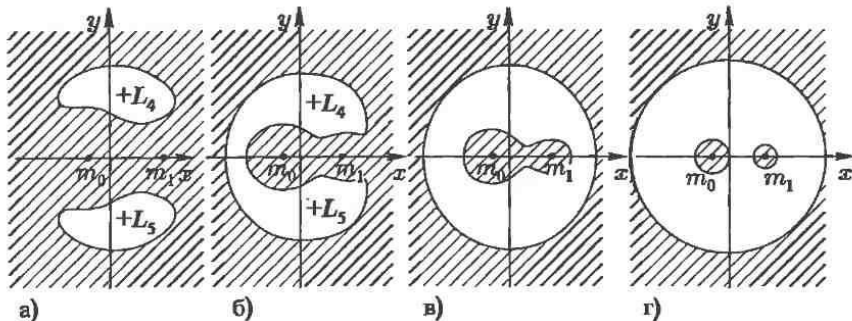


Рис. П. 3.4. Общая форма допустимых площадей при $\mu = 0,3$ для $C = 3,3$ ($C < C_3$) (а), $C = 3,6$ ($C_3 < C < C_2$) (б), $C = 4$ ($C_2 < C < C_1$) (в) и $C = 5$ ($C > C_1$) (г)

энергии. $C(L_1) \approx 3 + 3^{4/3} \mu_1^{2/3}$. В случае резонанса 1 : 1 подковообразные синодические орбиты могут иметь место при $C = 3 + \alpha \mu_1^{2/3} + O(\mu_1)$, где $0 \leq \alpha \leq 3^{4/3}$.

Результаты исследований ограниченной круговой задачи трех тел используются при изучении движения Луны, троянцев, некоторых спутников планет, двойных звезд, при изучении полетов к Луне и во многих других задачах (Себедей, 1982; Егоров, 1957; Егоров и Гусев, 1980). Период либрации около точки L_4 Юпитера равен 147,4 года.

Критерий Тиссерана: необходимым условием тождественности двух комет является равенство значений постоянной Якоби C для различных систем элементов:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{2n'}{k} \sqrt{a_1(1-e_1^2)} \cos i_1 = \frac{1}{a_2} + \frac{2n'}{k} \sqrt{a_2(1-e_2^2)} \cos i_2,$$

где n' — среднее движение возмущающей планеты, k — постоянная Гаусса.

§ 2. Различные гравитационные сферы

Пусть R_0 — ускорение, сообщаемое точке P (рассматриваемому телу) точкой P_0 (Солнцем), когда последняя принимается за центральное тело, а F_1 — возмущающее ускорение, вызываемое точкой P_1 (планетой); R_1 — ускорение, сообщаемое точке P точкой P_1 , когда последняя принимается за центральное тело, а F_0 — возмущающее ускорение, вызываемое точкой P_0 .

Сферой тяготения (планеты P_1) называется область трехмерного пространства, в которой $R_1 > R_0$. Радиус этой сферы $r_{гт} \approx r_{10} \left(\frac{m_1}{m_0} \right)^{1/2}$, где r_{10} — расстояние между точками P_0 и P_1 .

Сферой действия (планеты P_1) называется область трехмерного пространства, в которой $\frac{F_1}{R_0} > \frac{F_0}{R_1}$ (относительные возмущения планеты больше относительных возмущений Солнца). Радиус этой сферы $r_{сд} \approx r_{10} \left(\frac{m_1}{m_0} \right)^{2/5}$. На Западе эту сферу обычно называют сферой Тиссерана.

Сферой влияния (планеты P_1) называется сфера с центром в P_1 и радиусом $r_{св} \approx 1,15 r_{10} \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^{1/3}$. Эту сферу еще иногда называют сферой Кислика, который показал, что ее выгодно использовать при построении траекторий космического полета методом сфер.

Гравитационной сферой Хилла называется область пространства с центром в планете с радиусом $r_{сх} \approx r_{10} \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^{1/3}$, равным расстоянию от планеты до точки L_1 .

§3. Элементы орбиты

Рассмотрим систему координат $Oxyz$ (рис. П.3.5) с началом в центре масс центрального тела P_0 . Если за начало координат берется Солнце, то система координат называется гелиоцентрической, а если Земля — то геоцентрической. Линия NON' пересечения орбиты тела P с плоскостью Oxy называется линией узлов, а направление из P_0 на перигецентр — линией аписид. Когда движение тела P происходит против часовой стрелки, если смотреть из полюса орбиты C , точки N и N' называются, соответственно, восходящим узлом и нисходящим узлом. Угол $\angle ON$ называется долготой восходящего узла и обозначается через Ω . Угол между плоскостью Oxy и плоскостью орбиты называется наклоном орбиты и обозначается через i . Угол между направлениями на восходящий узел и на перигецентр орбиты обозначается через ω и называется угловым расстоянием перигецентра от узла или аргументом перигецентра. Сумма $\pi = \omega + \Omega$ называется долготой перигецентра. На Западе она чаще обозначается через $\tilde{\omega}$. Элементы i , ω и Ω характеризуют ориентацию орбиты в пространстве, а элементы a (большая полуось) и e (эксцентриситет) — ее размеры и форму. Шестым элементом орбиты является τ — момент прохождения через перигецентр, определяющий положение небесного тела на орбите.

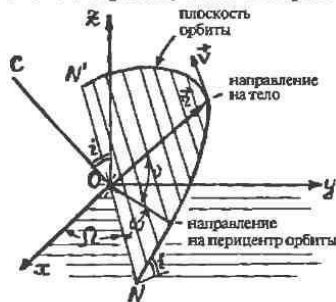


Рис. П.3.5. Элементы орбиты планеты

Вместо a можно рассматривать параметр орбиты $p = a(1 - e^2)$, перигецентрическое расстояние $q = a(1 + e)$, среднее движение $n = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}}$ (где $\mu = f(m_0 + m)$, m_0 и m — массы тел P_0 и P) или период обращения $T = 2\pi/n$. Вместо τ можно использовать истинную аномалию ν (угол между направлениями на перигецентр и тело), аргумент широты $u = \nu + \omega$, среднюю аномалию в эпоху M_0 ($M_0 = n(t_0 - \tau)$, t_0 — начальный момент времени или эпоха), среднюю долготу в эпоху $\epsilon = \omega + M_0$, среднюю аномалию $M = n(t - t_0) + M_0$ (на Западе вместо M часто используют $\tilde{M}$), среднюю долготу $\lambda = \pi + M$ или эксцентриситетную аномалию E .

Связь между E и ν для эллиптического движения: $\cos \nu = \frac{\cos E - e}{1 - e \cos E}$, $\sin \nu = \frac{\sqrt{1 - e^2} \sin E}{1 - e \cos E}$, $\operatorname{tg} \frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}} \operatorname{tg} \frac{\nu}{2}$. $E - e \sin E = M$ или $t - \tau = \frac{a^{3/2}}{\sqrt{\mu}} (E - e \sin E)$ — уравнение Кеплера.

Иногда (когда e и i могут быть малы) рассматривают переменные Лагранжа ($e \sin \pi$, $e \cos \pi$, $\operatorname{tg} i \sin \Omega$ и $\operatorname{tg} i \cos \Omega$) или элементы $e \sin \omega$, $e \cos \omega$, $\sin i \sin \Omega$ и $-\sin i \cos \Omega$.

§4. Положения, скорости и уравнения движения тел

Для задачи двух тел

Расстояние тела P от центрального тела P_0 равно $r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu} = a(1 - e \cos E)$. Координаты тела: $x = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i)$, $y = r(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i)$, $z = r \sin u \sin i$.

Единичный вектор, перпендикулярный к радиус-вектору и лежащий в плоскости орбиты (определяет направление нормальной составляющей вектора скорости): $n_x = -\cos \Omega \sin u - \sin \Omega \cos u \cos i$, $n_y = -\sin \Omega \sin u + \cos \Omega \cos u \cos i$, $n_z = \cos u \sin i$. Единичный вектор, перпендикулярный к плоскости орбиты: $\{\sin i \sin \Omega, -\sin i \cos \Omega, \cos i\}$.

Радиальная составляющая вектора скорости $v_r = e \sin \nu \sqrt{\mu/p}$ (где $\mu = f(m_0 + m)$), нормальная составляющая вектора скорости $v_n = (1 + e \cos \nu) \sqrt{\mu/p}$. $v^2 - 2\mu/r = -\mu/a$ — интеграл энергии в эллиптическом движении; $v_p = \sqrt{2\mu/r}$ — параболическая или вторая

космическая скорость. На поверхности Земли $v_p = 11,2$ км/с. $v_c = \sqrt{\mu/r}$ — круговая, или первая космическая скорость.

Для параболического движения: $v^2/\mu = 2/r + 1/a$. Прицельная дальность $b = a\sqrt{e^2 - 1}$ (отрезок перпендикуляра к асимптоте параболы). При движении из бесконечности в бесконечность после прохождения тела P мимо притягивающего центра P_0 направление вектора скорости меняется на угол 2γ , где $\operatorname{tg} \gamma = a/b$. Эффективный радиус планеты (величина прицельной дальности, при которой достигается планета) $R_{\text{эф}} = R_p \sqrt{1 + (v_p/v_{\infty})^2}$, где v_p — параболическая скорость у поверхности планеты радиуса R_p , v_{∞} — скорость на бесконечности.

Для задачи N тел

Уравнения относительного движения задачи N тел в прямоугольных координатах в случае, когда начало координат находится в теле P_0 . Для координаты x имеем:

$$\ddot{x}_i = -k^2(m_0 + m_i) \frac{x_i}{r_i^3} + k^2 \sum_{j=0}^{n-1} m_j \left(\frac{x_j - x_i}{r_{ij}^3} - \frac{x_j}{r_j^3} \right),$$

где

$$r_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2, \quad r_{ij}^2 = (x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2.$$

Для координат y и z уравнения аналогичны. Система имеет три интеграла площадей, определяющих вектор, перпендикулярный к плоскости Лапласа, и интеграл живых сил.

Приложение 4

Получение астрономических данных по Интернету

Основными журналами по динамике малых тел являются «Icarus», «Planetary and Space Science», «Astronomy and Astrophysics», «Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy» и «Астрономический вестник». Статьи по этой тематике можно найти также в следующих журналах: «Earth, Moon, and Planets», «Astronomical Journal», «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society», «Astrophysical Journal», «Nature», «Science», «Meteoritics and Planetary Sciences», «The Planetary Report», «Sky and Telescope», «Astronomical and Astrophysical Transactions», «Кинематика и физика небесных тел», «Письма в Астрономический журнал», «Астрономический журнал», «Земля и Вселенная», «Звездочет», «Природа».

После 1991 г. в России стало трудно достать зарубежные журналы. Раньше даже наш ИПМ получал основные астрономические журналы, хотя астрономия не была основной тематикой института. Сейчас, например, ни одна московская библиотека (включая бывшую «ленинку» и библиотеку естественных наук РАН) не выписывает «Icarus» и «Earth, Moon, and Planets». «Ленинка» (Российская государственная библиотека) перестала выписывать «Icarus» в 1995 г. В. И. Мороз, член редколлегии журнала «Icarus», передает свои экземпляры журнала в библиотеку Института космических исследований РАН, но не всякий туда сможет попасть. В 1998 г. в библиотека ГАИШ получала «Astronomy and Astrophysics», «Astronomical journal» и «Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy». В библиотеке ИНАСАН, кроме двух первых журналов, можно также было почитать «Monthly Notices of Royal Astronomical Society» и «Nature». Журнал «Planetary and Space Sciences» в 1998 г. получала только «ленинка» (и отдельные номера — БЕН). Я как-то спросил в Библиотеке естественных наук РАН (БЕН), почему в Москве снабжение астрофизическими журналами лучше, чем астрономическими. Мне ответили, что астрономические журналы пользовались среди читателей меньшим спросом.

Каждый год в мире проходят различные конференции по динамике малых тел. Много специалистов по этой тематике собирается на конференции «Астероиды, кометы, метеоры», которые проходят раз в 3 года.

Конечно, гораздо удобнее иметь под рукой журналы, напечатанные в типографии, и лично получать извещения о конференциях. Так как это не всегда возможно, то для ознакомления с журналами и информацией о конференциях, а также для получения различных астрономических данных можно прибегать к услугам Интернета.

Ниже приводятся адреса некоторых серверов, которые могут быть полезны для астрономов. За время, прошедшее после написания данного приложения, возможности некоторых серверов могут быть расширены, адреса других серверов могут поменяться, а услуги третьих серверов могут стать платными.

Многие ученые для работы в Интернете пользуются программой Netscape. Щелкнув в Windows 95 мышкой по соответствующей иконке, вы тем самым вызываете меню и затем набираете адрес необходимого вам сервера.

Чтобы получить данные по ftp, достаточно набрать ftp и адрес, затем — get и название нужного вам файла; если нужны все файлы, то набираете mget *.*. Посмотреть, какие есть файлы по данному адресу, можно командой ls. Положить свой файл на сервер можно командой put.

Адреса серверов, содержащих информацию сразу о нескольких журналах:

<http://adsabs.harvard.edu/> или <http://adswwww.harvard.edu/> — The NASA Astrophysics Data System (ADS). Доступ к 190 астрономическим каталогам и 125 000 резюме.

http://adsabs.harvard.edu/ads_articles.html — Articles Service. Из меню этой страницы можно выйти на:

Online Journals. Бесплатный просмотр текстов статей, опубликованных в некоторых журналах. Среди них: «Astronomical Journal», «Astronomy and Astrophysics», «Astrophysical

Journal», «Meteoritics and Planetary Sciences», «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society», «Baltic Astronomy». Весной 2000 г. для большинства журналов имелись тексты статей до конца 1996 г., а по некоторым журналам — до конца 1998 г.

Online Conference Proceedings. Труды некоторых конференций.

Table of Contents Service (<http://adsabs.harvard.edu/toc.service.html>) — содержание журналов. Кроме отмеченных выше журналов, здесь можно ознакомиться с резюме статей из журнала «Icarus» и с оглавлением журналов «Planetary and Space Sciences» и «Sky and Telescope».

Astronomy and Astrophysics Abstract Service (<http://adsabs.harvard.edu/abstract.service.html>). Можно получить список работ нужного вам автора, начиная с 1982 г. Для некоторых публикаций можно получить также резюме. Всего система содержит 200 000 резюме.

<http://www.admin.ias.edu/mnlib/asejour.htm> — Astronomy electronic journals. Выход на астрономические журналы, опубликованные за последние годы. Увы, сейчас доступ к большинству из них стал платным.

<http://www.idealibrary.com/> — сервер в США.

<http://www.europe.idealibrary.com/> — сервер в Великобритании.

IDEAL (International Digital Electronic Access Library) — 175 журналов издательства «Academic Press», в том числе «Icarus». Гостевой (guest login) вход с 6 вечера до 6 утра (Pacific time — тихоокеанское время) и в любое время в выходные дни. Для гостей доступно только содержание и резюме. Полные тексты статей доступны подписчикам.

<http://link.springer.de/ol/total/list.htm> — список журналов издательства «Springer».

<http://link.springer.de/link/service/journals/00230index.htm> — журнал «Astronomy and Astrophysics». Нажав мышкой на <Contents>, вы можете посмотреть содержание журнала и резюме. Доступ к статьям только для подписчиков.

<http://cdsweb.u-strasbg.fr/cats/J.htm> — CDS service for Publishing Tables. Таблицы из ряда журналов, в том числе: «Astronomy and Astrophysics», «Astronomical Journal», «Astrophysical Journal», «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society», «Астрономический журнал», «Письма в Астрономический журнал».

<http://www.elsevier.nl/> — издательство «Elsevier Science». Более 1 000 журналов. Доступ к журналам только для подписчиков. Выбрав <Journal Tables of Contents>, а затем <Physics and Astronomy>, можно выйти на журналы «Planetary and Space Sciences», «New Astronomy» и «Chinese Astronomy and Astrophysics».

<http://kapis.www.wkap.nl/> — издательство «Kluwer academic publishers». Через <Journals home pages> выход на журналы издательства, в том числе: «Astrophysics and Space Science», «Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy», «Earth, Moon, and Planets», «Experimental Astronomy», «Space Science Review». Через <Browse through the table of contents> выход на оглавления (есть еще адреса авторов статей).

<http://www.blacksci.co.uk/uk/journals.htm> — Blackwell Science Ltd. Около 200 журналов, изданных в Оксфорде, Бостоне, Берлине и Мельбурне. В том числе: «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society» («MNRAS»).

Для того, чтобы бесплатно посмотреть содержание и резюме, можно набрать

<http://www.journalsonline.bids.com/ingentaJournals> и нажать мышкой на <guest users>. На появившейся картинке слева выбрать <Browse>, а затем первую букву названия журнала и название журнала. Для журнала «MNRAS» имеются оглавление и резюме до 2000 г.

Система позволяет осуществлять поиск по названию статьи, автору и журналу.

Ознакомиться с содержанием журнала «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society» (с 1997 г.) можно также по адресу:

<http://www.blackwell-science.com/products/journals/mnras.htm>, нажав слева <Table of Contents>. Здесь нет резюме, зато можно бесплатно получить (в формате PDF) письма в редакцию.

Адреса серверов конкретных журналов:

<http://www.journals.uchicago.edu/AJ/journal/> — «Astronomical Journal». Бесплатно доступны резюме статей, начиная с тома 115 (с января 1998 г.).

<http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html> — Service of Abstracts at CDS. Доступ к резюме статей из «Astronomy and Astrophysics» и «Astronomy and Astrophysics Supplement Series».

<http://www.astronomynow.com/> — «Astronomy now». Содержание.
<http://www.journals.uchicago.edu/ApJ/journal/> — «Astrophysical Journal». Бесплатно доступны оглавления, начиная с тома 474 (с января 1997 г.).
<http://www.journals.uchicago.edu/PASP/journal> — Publications of the «Astronomical Society» of the Pacific. Бесплатно доступны оглавления, начиная с тома 110 (с января 1998 г.).
<http://astrosun.tn.cornell.edu/Icarus/Icarus.html> — содержание журнала «Icarus» с января 1996 г. и каталоги с 1989 г.
<http://www.uark.edu/~meteor> — через <Inside MAPS> выход на содержание и резюме журнала «Meteoritics and Planetary Science».
<http://www.nature.com/> — «Nature», оглавления.
<http://www.newscientist.com/> — Содержит 1/3 печатного материала журнала «New Scientist». Нажав вверху слева <contents>, вы попадаете в оглавление последнего номера.
<http://www.elsevier.com/inca/publications/store/2/0/0/> — «Planetary and Space Sciences».
<http://www.skypub.com/> — Sky publishing corporation, в том числе выход на журнал «Sky and Telescope», а также много другой полезной астрономической информации.
<http://www.demon.co.uk/astronomer/> — The astronomer on line. Страница астрономической группы. В том числе выход на журнал «The Astronomer».
<http://www.maik.rssi.ru/journals/solsys.htm> — «Астрономический вестник». Содержание и резюме статей.
<http://www.maik.rssi.ru/journals/asteng.htm> — «Астрономический журнал». Содержание и резюме статей.
<http://hea.iki.rssi.ru/pazh/> — журнал «Письма в Астрономический журнал». Содержание и резюме статей.
<http://www.netclub.ru/~stargazer/> — журнал «Звездочет». Есть выход на бесплатное получение некоторых астрономических компьютерных программ.
<http://cass.jsc.nasa.gov/meetings/LPSC2000/> — тезисы ежегодной конференции «Lunar and Planetary Science Conference». Многие ученые посылают тезисы на эту конференцию. Обычно тезисы представляют собой две большие страницы мелкого текста и соответствуют небольшой статье.
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/mpsc/> — Minor Planet Electronic Circular. Электронный циркуляр по малым планетам содержит текущую информацию о наблюдениях малых планет и комет.
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/DisplayIAUC.html> — циркуляры МАС, выпущенные не менее, чем год назад.
<http://www.boulder.swri.edu/ekonews/> — выпуски электронного журнала, посвященного объектам пояса Эджеверса—Койпера, а также различная информация об этом поясе и о конференциях по этой проблеме.

Организации:

<http://www.iau.org/> — International Astronomical Union (IAU, Международный астрономический союз, МАС).
<http://www.iau.org/bulletin.html> — информационные бюллетени МАС.
<http://www.aas.org/AAS-homepage.html> — American Astronomical Society (Американское астрономическое общество). Подразделы: Astron. J.; Astrophys. J.; Publications (публикации); Grant program (программа грантов); Meeting Information (информация о съездах общества, которые проводятся два раза в год).
<http://www.aas.org/JobRegister/> — Job Register of American Astronomical Society. Содержит данные о вакансиях в астрономических учреждениях.
<http://www.iap.fr/eas/> — Европейское астрономическое общество.
<http://www.eso.org/> — European Southern Observatory (Европейская южная обсерватория).
<http://dda.harvard.edu/> — Division on Dynamical Astronomy of American Astronomical Society (Отделение динамической астрономии Американского астрономического общества). В том числе, выход на журналы.
<http://www.ras.org.uk/ras/> — Королевское астрономическое общество. Великобритания.
<http://www.astro.queensu.ca/~casca/> — Канадское астрономическое общество.
<http://www.copernicus.org/EGS/index.html> — Европейское геофизическое общество.

<http://COSPAR.itodys.jussieu.fr/> — Committee on Space Research (COSPAR). Комитет по космическим исследованиям.

<http://www.imo.net/> — The International Meteor Organization (сайт по метеорной астрономии).

<http://www.uark.edu/campus-resources/metsoc/index.htm> — The Meteoritic Society (метеоритное общество). Через <Publications> выход на ряд журналов по метеоритам.

<http://cass.jsc.nasa.gov/library/website.html> — Planetary Science World Wide Sites. Есть выходы на центры НАСА, агентства США, проекты космических полетов, организации, журналы, архивные данные, астероиды и кометы и др.

<http://www.nsf.gov/> — National Science Foundation, фонд в США.

<http://129.247.214.46/> или <http://earn.dlr.de/> — European Asteroid Research Node (EARN).

<http://129.247.214.46/map.htm> — EARN Institutes, выход на ряд европейских астрономических организаций, занимающихся исследованиями астероидов.

<http://star.arm.ac.uk/> — Обсерватория в г. Арма (Северная Ирландия).

<http://www.ast.cam.ac.uk/IOA/IOA.html> — Cambridge Institute of Astronomy (Институт астрономии в Кембридже, Великобритания).

<http://www.bdl.fr/> — Bureau des Longitudes (Бюро долгот, Франция).

<http://www.fundp.ac.be/sciences/math/> — факультет науки, отделение математики Нотр-Дамского университета в Намюре (Бельгия).

<http://www.jpl.nasa.gov/> — JPL (Лаборатория реактивного движения, Пасадена, США).

<http://www.jpl.nasa.gov/pictures/browse/comet.html> — фотографии комет и астероидов.

<http://www.cita.utoronto.ca/> — Canadian Institute for Theoretical Astrophysics (Канадский институт теоретической астрофизики).

<http://www.nyas.org/> — Нью-Йоркская академия наук.

<http://www.rfr.ru/> — Российский фонд фундаментальных исследований.

<http://www.aispbu.spb.su/> — Астрономический Институт Санкт-Петербургского университета.

<http://www.gao.spb.ru/> — Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория.

<http://www.ipa.nw.ru/> — Институт Практической Астрономии РАН, Санкт-Петербург.

<http://www.inasan.rssi.ru/> — Институт Астрономии РАН, Москва.

<http://www.sai.msu.su/> — Государственный Астрономический Институт им. П. К. Штернберга МГУ, Москва.

<http://www.iki.rssi.ru/> — Институт Космических Исследований РАН, Москва.

<http://www.msu.ru/russian/index.html> — Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова.

<http://inet.keldysh.ru/> — Институт Прикладной Математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва.

<http://www.prao.psn.ru/> — Астрономическое общество. Журнал «Астрокурьер».

<http://www.planetarium.ru/> — Московский планетарий, в т. ч. выход на Московский астрономический клуб и сайт журнала «Земля и Вселенная».

Данные о малых телах:

http://ccf.arc.nasa.gov/sst/table_list.html — Near-Earth asteroids (астероиды, сближающиеся с Землей).

<http://ccf.arc.nasa.gov/sst/main.html> — Asteroid and Comet Impact Hazards (опасности вы падений астероидов и комет).

<http://ccf.arc.nasa.gov/sst/close.html> — Predicted Close Approaches. Предсказания тесных сближений (до 0,1 а.е.) астероидов и комет с Землей до 2020 года.

<http://huey.jpl.nasa.gov/~spravdo/neat.html> — Near-Earth Asteroid Tracking (NEAT) Home page. NEAT — это обсерватория на Гавайях, проводящая наблюдения и поиск объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ). Цель программы — обнаружить в течение 10 лет большинство ОСЗ диаметром более 1 км. Приведены фотографии ОСЗ.

<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/mpc.html> — Minor Planet Center (Центр малых планет).

<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/lists/TNOs.html> — список транснептуновых объектов.

<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/lists/Centaurs.html> — список Кентавров.

<http://cfa-www.harvard.edu/iau/lists/Unusual.html> — список необычных объектов Солнечной системы (объекты, сближающиеся с Землей; кентавры, транснептуновые объекты и др.).

<http://cfa-www.harvard.edu/iau/Ephemerides/Comets/SoftwareComets.html> — элементы орбит комет.

<http://cfa-www.harvard.edu/iau/lists/CometLists.html> — кометы.

<http://seds.lpl.arizona.edu/nineplanets/nineplanets/comets.html> — кометы.

<http://comets.amsmeteor.org/> — на этом сервере, в частности, есть информация о короткопериодических кометах и о кометах, сближающихся с Солнцем.

<http://saturn.ias.fra.cnr.it/ias-home/comet/catalog.html> — Electronic Atlas of Dynamical Evolutions of Short-Period Comets (приведены результаты моделирования эволюции орбит короткопериодических комет).

<http://adc.gsfc.nasa.gov/> — The Astronomical Data Center (ADC). Астрономические каталоги.

<http://seds.lpl.arizona.edu/nineplanets/nineplanets/nineplanets.html> — данные о планетах и малых телах.

<http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html> — данные о планетах около других звезд.

<http://pdssbn.astro.umd.edu/> — Planetary Data System (PDS) Small Bodies Node (SBN). Данные о кометах, астероидах и межпланетной пыли.

<http://pdssbn.astro.umd.edu/sbnhtml/> — архивы SBN.

<http://eam.dlr.de/nea/database.htm> — Data Base of Physical Properties of Near-Earth Objects. Физические свойства объектов, сближающихся с Землей.

<http://pds.jpl.nasa.gov/> — The Planetary Data System (PDC). PDC архивирует и распространяет данные космических миссий НАСА, астрономических наблюдений и лабораторных экспериментов. Имеются фотографии небесных объектов.

http://riemann.usno.navy.mil/hilton/asteroid_masses.htm — массы и плотности астероидов.

<http://lnfm1.sai.msu.su/neb/> — информация о спутниках планет.

<http://www.nas.edu/ssb/neptmenu.htm> — Exploring the Trans-Neptunian Solar System. На этом сайте есть информация об исследованиях транснептуновой части Солнечной системы.

<http://www.nas.edu/ssb/neomenu.htm> — The Exploration of Near-Earth Objects. Представлены результаты исследований объектов, сближающихся с Землей.

<http://www.lowell.edu/users/elgb/> — выбрав <Asteroidal Orbital Elements>, попадаете в Asteroid Orbital Elementary Database (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>). Файл `astorb.dat` (17.6 Mr6) в марте 2000 г. содержал данные об орбитах 65 753 астероидов. Сжатый файл называется `astorb.dat.gz` (4.8 Mr6).

Эти же файлы можно получить по ftp (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb>). Для этого нужно набрать:

```
ftp ftp.lowell.edu
```

```
Name: anonymous
```

```
Password: your e-mail address
```

```
ftp > cd pub/elgb
```

```
ftp > get astorb.txt
```

```
ftp > get astorb.dat.gz
```

```
ftp > quit
```

Тунгусское явление:

<http://www-th.bo.infn.it/tunguska/> — Tunguska, Department of Physics, University of Bologna, Italy. Сервер по Тунгусскому явлению в г. Болонья (Италия).

<http://omzg.sssc.ru/tunguska/> — сибирский сервер по Тунгусской катастрофе.

Библиотеки:

<http://ben.irex.ru/> — Библиотека естественных наук РАН, Москва. Можно посмотреть, какие имеются номера журналов.

<http://www.gpntb.ru/search/> — ГПНТБ (Государственная публичная научно-техническая библиотека, Москва).

<http://uwh.lib.msu.su/> — библиотека МГУ.

<http://www.loc.gov/> — Библиотека Конгресса США.

Серверы некоторых ученых, на которых имеются публикации и другая полезная информация о малых телах:

<http://www.lowell.edu/users/elgb/bowell.html> — Edward Bowell.

<http://www.ifa.hawaii.edu/faculty/jewitt/kb.html> — David Jewitt, данные об объектах транс-нептунового пояса.

<http://adams.dm.unipi.it/~paolof/preplist.html> — Paolo Farinella.

<http://k2.space.swri.edu/~hal/papers.html> — Hal Levison.

<http://www.boulder.swri.edu/~alan/papers.html> — Alan Stern.

<http://www.astrobiology.ucla.edu/~varadi> — Ferenc Varadi, в т. ч. алгоритмы интегрирования задачи N -тел.

Полезная астрономическая информация:

<http://www.stsci.edu/astroweb/net-resources.html> — AstroWeb: Astronomical Internet Resources. Астрономические ресурсы.

<http://webhead.com/WWWVL/Astronomy/> (см. также

<http://cdsweb.u-strasbg.fr/astroweb.html>,

<http://msowwww.anu.edu.au/~anton/astroweb/>,

<http://www.stsci.edu/astroweb/net-www.html> и др.) — базы данных, содержащие множество www-адресов астрономических учреждений и серверов.

<http://www.tiac.net/users/mvz/mcd/> — Astronomical Formulas Electronic Book. Астрономические формулы.

<http://cadcow.dao.nrc.ca/meetings/meetings.without.html> — информация об астрономических конференциях.

<http://asds.stsci.edu/> — Astronomical Software and Documentation Service. Различные программы по астрономии, например, программа PGLOT для построения графиков.

<http://www.projectpluto.com/> — удобная, но не очень точная программа определения орбит.

<http://copernico.dm.unipi.it/~neohome/> — программа «OrbFit» определения орбит.

<http://www.cv.nrao.edu/fits/www/yp.software.html> — Astronomy software servers. Астрономическое программное обеспечение.

<http://dir.yahoo.com/science/astronomy/software/> — выход на различные серверы с астрономическим программным обеспечением.

<http://www.cvc.org/astronomy/freeware.htm> — программы звездных карт и др.

<http://terapix.iap.fr/sextractor/> — программа, которая делает каталоги на основе астрономических изображений.

Информация, полезная при зарубежных командировках:

<http://www.visaconcord.ru/> — компания «Visa concord»; приводятся тарифы на авиабилеты в различные страны.

<http://www.orc.ru/~tstmsu/> — заказ авиабилетов; бывают скидки к тарифам Аэрофлота.

<http://www.transaero.ru/> — аэрокомпания «Трансаэро», в т. ч. расписание рейсов.

<http://allinsurance.ru/compan/compan.htm> — страховые компании; для получения визы, как правило, необходимо получить медицинскую страховку.

<http://www.dertravel.com/> — различная информация о путешествиях по Европе.

<http://www.cvjm-muenchen.org/hotel/ehotels.html> — информация о гостиницах YMCA в разных странах.

<http://www.hostels.com/hostel.menu.html> — информация об общежитиях по всему миру.

<http://www.vision.de/> — информация о 47 000 гостиницах по всему миру.

<http://www.hotelstravel.com/> — информация более, чем о 100 000 гостиницах в мире, а также об аэропортах и авиалиниях.

<http://www.jnto.go.jp/03welcome/accommodations.html> WIG — Welcome Inn Reservation Assistance (бронирование гостиниц в Японии).

<http://www.bahn.de/> — немецкие железные дороги (расписание, цены и др.).

<http://www.nmbs.be/> — бельгийские железные дороги.

<http://www.thalys.com/> — европейская железнодорожная компания «Thalys».

<http://www.xe.net/currency/> — The Universal Currency Converter (информация о соотношениях курсов валют).

<http://www.inline.ru/> — курсы покупки и продажи долларов и немецких марок в различных обменных пунктах Москвы, а также другая финансовая информация.

Другая полезная информация:

<http://www.yahoo.com/> (в частности, сервер <http://dir.yahoo.com/science/astronomy> специализируется на астрономии) и <http://www.altavista.digital.com/> — поиск по ключевым словам. Войдя в раздел e-mail сервера yahoo, Вы можете получить бесплатный e-mail: @yahoo.com.

<http://web.ortge.uff.edu/fyi/v23n14/fyi009.html> — International grant opportunities (информация о международных грантах).

<http://www.rclcom.ru/> — сервер компании «Релком». Кроме сетевых услуг компании здесь можно, в частности, прочесть об Интернете и узнать различные ftp и www адреса организаций в России и СНГ.

<http://www.courier.com.ru/> — электронный журнал «Курьер российской академической науки и высшей школы». Выход на www-страницы журналов «Знание—Сила», «Квант», «Природа», «Наука и жизнь» и др.

<http://pcmag.newman.ru/> — компьютерный журнал «PC Magazine» на русском языке.

<http://www.rating.ru/> — Фирма «Рейтинг». В том числе информация о надежности банков.

<http://www.maik.rssi.ru/index.html> — издательство «Наука».

<http://tds.lpi.ac.ru/> — издательство «Эдиториал УРСС».

Московские магазины, торгующие компьютерами:

<http://www.price.ru/> — данные по разным компаниям.

<http://mega.newman.ru/> — цены на компьютерную технику.

<http://www.nix.ru/rus/pricelist.htm> — компания «Никс», прайс-лист.

<http://www.mnt.ru/> — компания «Столичный негодянт».

<http://www.noteclub.ru/> — Ноутклуб, в т. ч. прайс-лист ноутбуков.

Бесплатные адреса электронной почты можно получить на следующих серверах:

<http://www.mail.ru>, <http://www.hotmail.com> и <http://chat.ru>. Для работы с первым сервером нужно соответствующим образом настроить почтовую программу на Вашем компьютере, а при работе с двумя последними серверами Вы просто выходите на них (как на обычную www-страницу) с любого компьютера (например, с помощью программы Netscape).

Если Вы уезжаете в командировку, то создайте в своей директории Вашего почтового сервера файл .forward, в котором будет находиться Ваш новый электронный адрес, и вся приходящая Вам информация будет автоматически пересылаться на Ваш новый электронный адрес.

Бесплатно разместить www-странички можно на серверах <http://www.halyava.ru/> и

<http://www.acmecity.com/>. С инструкцией по подготовке таких страничек можно ознакомиться на сайте <http://www.keldysh.ru/ipm-libc.htm> (раздел «HTML для начинающих»).

Программы для компьютеров:

Любому научному работнику (и астроному, в частности) трудно обойтись без ЭВМ. В солидных западных научных учреждениях до появления Pentium II редко можно было встретить персональный компьютер (PC). Там есть большие ЭВМ, связанные с большим числом терминалов, или сети из рабочих станций. Например, когда в Бельгийской королевской обсерватории известный ученый, заведующий отделом, захотел провести расчеты по своим старым программам, написанным на языке Basic, ему пришлось купить персоналку за свои личные деньги. Директор обсерватории не смог понять, зачем нужна PC в обсерватории, когда есть более удобная вычислительная техника. Западному ученому не нужно думать о том, как модернизировать свой компьютер или установить на него новое математическое обеспечение. Администраторы системы Unix и другие специалисты позаботятся об этом. В СССР система «большие ЭВМ плюс терминалы» была довольно широко распространена, но сейчас в России вместо монолитных институтов с общими ЭВМ часто существует множество маленьких изолированных групп ученых, каждая из которых сама покупает себе персональные ЭВМ. Сети, к которым подключены эти персоналки, часто предназначены только для доставки

электронной почты и получения данных по Интернету. Российский ученый обычно считает только на своей персоналке. В некоторых западных университетах (в отличие от чисто научных учреждений) можно встретить персональные ЭВМ, которые преподаватели покупают со своих грантов, но они находятся в сети, и если владелец ЭВМ специально не заблокирует к ней доступ, то пользователь с другого терминала может запустить свою задачу на этой ЭВМ. В отличие от «общественных западных вычислительных центров», в области использования ЭВМ научная Россия сейчас переживает период «натурального хозяйства» и, в лучшем случае, «феодалной раздробленности». Поэтому российский научный работник обычно должен уметь сам модернизировать свою персоналку и устанавливать на нее математическое обеспечение. Кроме того, многие российские научные работники ведут натуральное хозяйство и в более широком смысле этого слова: сами выращивают на садовых участках заметную долю потребляемых продуктов, так как в магазине на зарплату их много не купишь, а также строят, ремонтируют, шьют, вяжут, и т. д. Как лучше выращивать овощи и фрукты я в данной книге писать не буду (но рекламирую тыквы и облепиху), а несколько сайтов, полезных для поиска математического обеспечения, порекомендую.

<http://cgi.netscape.com/download/index.html> — с этого сайта Вы можете скачать различные версии Netscape. Если при работе с Netscape Вы скачаете файлы в формате pdf (например, программу конференции «LPSC»), то Вам потребуется Acrobat Reader (<http://www.adobe.com/acrobat/>), чтобы прочесть их.

<http://www.com2com.ru/> — сервер компании «2КОМ». Нажав на строчку <Архив программ>, Вы попадаете в архив различных программ (Netscape, WinZip, Acrobat Reader, Wincode, Konvert и др.). Сервер не претендует на полноту, зато не надо обращаться за границу. Программа Wincode кодирует и декодирует из одного формата в другой и поддерживает uue, mime и многие другие кодировки. Konvert перекодирует текст между dos, win и koi.

<http://www.zdnet.com/swlib/> — выход на серверы с различными программами, в том числе на антивирусные программы.

<http://www.dials.ru/> — сервер антивирусных программ; некоммерческие версии антивирусных программ (Adinf, Doctor Web, Aids test) и документация приведены в сайте.

http://www.dials.ru/dsav/russian/01_index.htm. Здесь можно найти и программу trncode для перекодировки русскоязычной почты.

<http://www.antivirus.com> — американские антивирусы программы. Ловят и те вирусы, которые не могут найти программы предыдущего сервера.

<http://www.esat.kuleuven.ac.be/~minten/latex2e/> — Если даже сам LaTeXe Вам не нужен, то возможно, Вам пригодятся пакеты dvips (перевод файла .dvi в постскриптовскую форму .ps) или Ghostscript и Ghostview (просмотр файлов .ps). Лично я менять LaTeX на Word не собираюсь. Большинство западных астрономических журналов требуют электронные версии статей, набранных в LaTeX'e. Книга, которую Вы сейчас читаете, тоже набрана в LaTeX'e.

<http://www.westerndigital.com/service> — служба фирмы «Western Digital». Вы купили новый большой жесткий диск этой фирмы, а Ваша старая PC его не видит. Не спешите возвращать диск в магазин, как бракованный. В этом случае Вам нужно скачать утилиту EZ-Drive. Возможно, для установки диска Вам придется также обновить BIOS на материнской плате. Компания ABIT Computer Corp. предлагает Вам для этого следующий сайт: <http://www.abit-usa.com/html/download.htm>.

<http://www.redhat.com> — сервер компании RedHat; документация по системе Linux находится на сайте <http://www.redhat.com/docs/index.html>. Если есть возможность, то систему Linux совсем неплохо иметь на Вашей персоналке наряду с Windows, так как многие пакеты программ (например, по моделированию движения небесных тел) работают только в системе Unix (Linux — это реализация системы Unix на персоналке). Устанавливать Linux проще с CD-ROM'a. Если Вы переписите CD-ROM на жесткий диск в DOS'e, то не любая версия Linux'a будет устанавливаться с этого диска. Некоторые версии требуют (хотя в инструкциях это не указано), чтобы запись на диск была проведена в рамках Linux'a.

Динамическая астрономия в мире

В последние годы я неоднократно бывал за рубежом на различных конференциях и посетил ряд научных центров. В данном приложении приведены некоторые мои впечатления о зарубежной организации работ по динамической астрономии, а также ее сравнение с советской и современной российской организацией. В плане-заявке, представленной в РФФИ осенью 1997 г., это приложение называлось «Динамическая астрономия за рубежом». Сейчас так называется первый раздел приложения. Остальные разделы этого приложения, а также приложение 6 были включены в книгу дополнительно к первоначальной заявке. Так как материал этих разделов неразрывно связан с текстом всей остальной книги, то показалось целесообразным не публиковать дополнительный материал в качестве отдельной брошюры, а издать его вместе с основной книгой, финансируемой РФФИ. Астрономы, о которых рассказывается в приложении, фигурируют в списке литературы, а в главах книги описываются научные результаты, которые они получили. Надеюсь, что материал этого приложения будет интересен и тем, кто будет изучать историю астрономии.

Мало в студенческие годы хорошо сдать научные курсы. В течение всей жизни нужно еще непрерывно пополнять свои знания. Этому, в частности, способствует посещение международных конференций и другие контакты с коллегами. Научные работники, выезжающие за границу на конференции, обычно очень ограничены в средствах. В разделе 2 настоящего приложения на основании личного опыта говорится о том, как можно сэкономить деньги во время заграничных поездок, и о других тонкостях посещения международных конференций. Ведь получив от организаторов конференции то приглашение, которое они обычно посылают своим западным коллегам, вы иногда рискуете в лучшем случае приехать только уже в разгар конференции.

Рассказав об организации зарубежной астрономии и науки, мне показалось естественным в разделе 3 сравнить ее с советской и современной российской организацией. Включение такого раздела может быть оправдано тем, что продуктивность работы ученого зависит не только от его таланта, но и от организации научного труда. Я хотел бы высказать свое мнение рядового ученого, а не экономиста или политика о том, что нужно для того, чтобы российская астрономия и наука были на мировом уровне. Большинство российских научных работников старше 40 лет, и они хорошо помнят о советской науке, но, я думаю, молодежи будет интересно узнать, как жили научные работники в СССР лет двадцать назад.

Важно не только получить знания, но и уметь действовать на основе полученных знаний. В разделе 4 приводятся краткие пожелания студентам, решившим заняться научной работой.

Наука делается конкретными людьми. Поэтому в разделе 5 приведены фотографии некоторых ученых, занимающихся динамической астрономией. Мне кажется естественным, чтобы читатель научной книги смог увидеть тех, чьи результаты вошли в эту книгу. Данный раздел не является справочником «кто есть кто в астрономии» и не претендует на полноту. Просто мне посчастливилось сфотографировать некоторых коллег, и часть из этих фотографий я хотел бы привести в книге. К сожалению, у меня не оказалось снимков ряда других специалистов по динамической астрономии или качество их фотографий было невысоким. Например, на мои исследования большое влияние оказали работы американского ученого Дж. Везерилла (George W. Wetherill), я бывал у него в институте и беседовал с ним на конференциях, но так и не сфотографировал.

Надеюсь, что данное приложение позволит читателям делать разрядку при чтении основного текста книги и почерпнуть полезную информацию. Возможно, это приложение покажется кому-то похожим на винегрет, но, по-моему, это не такое уж плохое блюдо, которое дополняет суп и жаркое. Хотелось бы верить, что отсутствие писательского опыта окупится искренностью личных впечатлений, и это приложение будет интересно не только астрономам.

§ 1. Динамическая астрономия за рубежом

1. Астрономические организации

Обычно на Западе лишь небольшая часть выпускников университетов, специализировавшихся на астрономии, работает по специальности. По-моему, обществу не очень выгодно, когда расходуются значительные средства на обучение студентов тому, что им в жизни не понадобится, но для развития астрономии это неплохо, так как астрономические учреждения имеют возможность выбирать лучших из лучших. При социализме государство было обязано трудоустроить по специальности всех выпускников, и отбор будущих астрономов происходил на уровне вступительных экзаменов в университет.

Обычно те, кто хорошо сдал вступительные экзамены, лучше учатся в институте и раньше защищают диссертации. Но так бывает не всегда. Иногда даже хорошо знающие предмет абитуриенты могут плохо сдать вступительные экзамены. Как-то давно читал про парня, который успешно выступал на международных олимпиадах по математике, а вступительные экзамены на мехмат сдать не мог. Огюст Роден, ставший величайшим скульптором, не смог с трех попыток поступить в Большую школу изящных искусств, оказываясь по способностям в самом конце экзаменационного списка. Поэтому может иметь смысл брать на первый курс больше выпускников, чем требуется обществу данных специалистов. Чем богаче страна, тем больше она может позволить выпускать невостребованных специалистов.

Хотя не такая уж большая доля выпускников западных университетов защищает диссертации, далеко не все из тех, кто получил степень PhD, становятся профессиональными астрономами. Профессор из Кембриджа рассказывал, что у них защищаются почти все (из них половина становится пост-доками), хотя в целом по Англии только около 10% выпускников получают степень PhD. Конкурсе на должность пост-дока (post-doctoral fellow) обычно составляет несколько десятков человек на место и может переваливать за сотню. Как правило, на эту должность могут претендовать лишь те, кто недавно защитил диссертацию (PhD). Проработав 2–3 года пост-доком, можно занять (часто уже в другом месте и по другой теме исследований) такую должность еще раз, но после этого шансы стать где-нибудь пост-доком уже гораздо меньше. Ставок штатных астрономов немного, и их получают только самые сильные ученые. По-моему, уровень штатного научного сотрудника западного астрономического учреждения (не университета), часто не ниже нашего среднего доктора наук. Стать преподавателем легче, чем устроиться на работу в обсерваторию или астрономический институт. Однако, в этом случае, скорее всего, придется преподавать физику или математику, а не астрономию. Одни преподаватели, часто за счет своего свободного времени, уделяют много времени науке и работают на уровне «чистых» исследователей, другие преподаватели могут заметно им уступать. В молодости в поисках работы зарубежные ученые часто меняют место работы, меняя не только города, но и страны. На конференции можно встретить японца, представляющего Нидерланды, и голландца, работающего в Японии. В немецком университете стараются не держать сотрудника более 5 лет, так как, если он проработает 5 лет на одном месте, то университет обязан предоставить ему постоянную работу.

Если ученому повезет получить постоянную работу, то оставшуюся часть жизни он может работать на одном месте. Однако, даже имея постоянную работу, западный ученый может стремиться найти место получше. Скотт Тремейн (Scott Tremaine) до 1997 г. был директором Канадского института теоретической астрофизики при Торонтском университете. Кажется, чего еще желать большего. Теперь он стал заведующим отделом астрофизических наук в Принстонском университете в США. На мой удивленный вопрос о смене места работы он ответил, что разве можно сравнивать престижный Принстонский университет с его прежним канадским университетом в Торонто. Патриотизм, бывший в СССР, за рубежом не часто встретишь. Многие западные ученые готовы переехать в любую страну, лишь бы зарплата и условия труда были лучше. США уже давно проводят политику привлечения «чужих умов». Среди американских научных работников я неоднократно встречал выходцев из Канады, Великобритании, Индии, России, Австралии и других стран. На 172-м Коллоквиуме МАС, проходившем в июле 1998 г. в Намюре, большинство представителей Германии были русскими.

Общее число профессиональных астрономов в мире превышает 10 000. Только число индивидуальных членов МАС (Международного астрономического союза) составляет 8 500. Из них 2 235 членов (26%) приходится на США. Россия находится на 8 месте (344 человека),

уступая также Франции, Соединенному Королевству, Германии, Японии, Италии и Китаю. В каждой из этих стран имеется от 400 до 600 членов МАС. Однако, в отличие от развитых стран, многие из 1 200 российских астрономов не являются членами МАС (английская аббревиатура — IAU, International Astronomical Union).

Приведенные ниже данные о зарубежных астрономических учреждениях основаны преимущественно на разговорах с астрономами и поэтому могут быть не очень точными. Американское астрономическое общество насчитывает около 4 000 членов, из них половина является профессиональными астрономами. Только на 191-ю встречу Американского Астрономического общества в январе 1998 г. собрались свыше 2 000 астрономов. Японское Астрономическое общество насчитывает около 3 000 членов, причем 2/3 из них являются любителями. Каждый год общество проводит два съезда (в марте и сентябре), в которых участвует 600 астрономов и представляется около 400 докладов (EAS Newsletter. 1998. № 15. P. 12–13). В национальной астрономической обсерватории Японии работает 300 человек, из них 180, т. е. 2/3 всех сотрудников, являются учеными. В Китае имеется 5 обсерваторий, в каждой из которых работает около 400 человек, (т. е. всего около 2 000 сотрудников) и еще около 200 человек работает в двух астрономических институтах; 35–40 % сотрудников китайских астрономических учреждений являются научными работниками.

В маленькой Греции работает около 300 профессиональных астрономов (без обслуживающего персонала), то есть примерно столько же, сколько и в большой Бразилии. Кроме того, в одних Салониках, втором по величине греческом городе, насчитывается 200 любителей. В Южной Корее около 50 астрономов имеют степень PhD. Раньше они получали ее, в основном, в США, но сейчас многие корейские астрономы уже получают ее у себя на родине. В двух чешских астрономических учреждениях работает 100 астрономов.

Число астрономов на миллион жителей в России такого же порядка, как и в развитых западных странах. Крупнейшими астрономическими учреждениями России являются Пулковская обсерватория и Государственный астрономический институт имени Штернберга (ГАИШ), насчитывающие примерно по 400 сотрудников (половина из них научные работники). Например, в Пулково весной 2000 г. работало 410 человек, в т. ч. 170 научных сотрудников. Институт практической астрономии РАН, после того как в 1998 г. «проглотил» 2/3 сотрудников бывшего Института теоретической астрономии, увеличился до 300 человек. В Институте астрономии РАН (ИНАСАН) работает около 100 сотрудников. Немало сотрудников Института космических исследований (ИКИ) занимаются астрономией. Кроме Санкт-Петербурга и Москвы, профессиональные астрономы работают и во многих других местах России (например, в Специальной астрофизической обсерватории РАН на Северном Кавказе). В Евро-Азиатском астрономическом обществе, объединяющем астрономов на территории бывшего СССР, в конце 1997 г. состояло около 750 человек, в том числе 497 из России и 94 из Украины. Первый съезд этого Астрономического общества (АстроО) состоялся в апреле 1991 г. В работе Четвертого съезда, состоявшегося в Москве 24–29 ноября 1997 г., приняло участие около 250 человек. Ежегодно в России выпускается около 100 специалистов по астрономии.

Зарплата западных профессоров обычно не сильно отличается в различных странах, даже если средняя зарплата по стране значительно меньше, чем в США. Полные государственные профессора в Греции и Бразилии получают около 4 000 \$, хотя средняя бразильская зарплата не превышает 300 \$. В частном бразильском университете зарплата профессора может быть и больше, она зависит от педагогической нагрузки, которая может превышать 20 часов в неделю. В государственном университете нагрузка порядка 10 часов, но профессор обязан еще вести научную работу, иначе будет уволен. Только около 8 % бразильских студентов учатся в бесплатных государственных университетах. Высшее образование в Германии бесплатное. Можно даже получать стипендию в 500 марок, но ее надо будет вернуть после окончания университета. В Великобритании получение высшего образования оплачивали местные власти того района, где жил студент до поступления, но сейчас уже нужно частично платить самим.

Когда я сказал бразильскому профессору, что с его зарплатой он мог бы ездить на конференции за свой счет, он был шокирован таким предложением и заявил, что у него большие текущие расходы — не может же он жить в том же районе, где живут другие бразильцы, и пользоваться бесплатными больницами с невысоким уровнем обслуживания. Дж. Фернандес (J. A. Fernandez) рассказывал, что уругвайские ученые стремятся найти работу за границей, считая, что месячный оклад в 1 000 долл. слишком мал для них (хотя учитель в Уругвае получает на порядок меньше). В США научные работники, занимающиеся фундаментальными

исследованиями, не являются самой высокооплачиваемой категорией населения. Я был удивлен, когда некоторые сотрудники Института Карнеги в Вашингтоне (правда, не постоянные научные работники) в разговоре со мной первым делом говорили, что если бы они работали в частной фирме или на государственном предприятии, связанном с обороной, то получали бы при их квалификации в 2–3 раза больше, однако переходить туда не стремились.

В Чехии и Польше астрономы получают порядка 300 \$, причем, в отличие от России, в Польше зарплата в Академии наук больше, чем в университете. Зарплата российского научного работника после 1991 г. меньше, чем в среднем по стране. Мне приходилось общаться с учеными из разных стран. Хуже, чем в странах СНГ, нигде научные работники не живут. В Индии профессор получает 500 \$, китайский научный сотрудник — более 200 \$. На 1 \$ в Китае можно купить столько же, сколько на 5 \$ в США. Знакомый китаец-астроном возмущался своей женой, работающей в США, — «Чего она там торчит. У нас в Китае жизнь стала уже не хуже, чем в США». В России доктор наук в 1999 г. получал 50 \$ в месяц, а молодой научный сотрудник еще в несколько раз меньше.

Читая во многих журналах статьи, подписанные авторами из Lunar and Planetary Institute и Planetary Science Institute, я сначала думал, что эти институты размером с наш ГАИШ. В США я с удивлением узнал, что в первом институте около 10 штатных научных сотрудников, а во втором — четверо. Просто они очень часто публикуются. На одного штатного сотрудника может приходиться до 2–3 пост-доков.

В Армской обсерватории (Северная Ирландия) велика доля молодежи: на 8 ученых приходится 7 пост-доков и 9 аспирантов (PhD students). В обсерватории в Ницце (Франция) молодежи меньше. Здесь работает 33 ученых, 8 аспирантов, 6 пост-доков и 4 секретарши. Около 40–50 научных работников (всего не более 100 сотрудников) насчитывается в Марсельской обсерватории. Вот штатное расписание факультета математики Нотр-Дамского университета (г. Намюр, Бельгия): профессора (academic staff) — 14, доценты (definitive scientific staff) — 4, временные научные работники (temporary scientific staff) — 7, исследователи (researchers, collaborators) — 12, административный персонал (administrative staff) — 5.

Есть на Западе и значительно более крупные научные учреждения. Например, в Лаборатории реактивного движения (JPL, Jet Propulsion Laboratory), расположенной в Пасадене около Лос-Анжелоса, работает более 4000 человек. В Юго-западном исследовательском институте (Southwest Research Institute, США) работает около 2500 человек, но занимаются они в основном инженерными задачами.

В берлинском Институте планетных исследований большинство сотрудников работают над конкретными инженерными задачами и многие из них не имеют степени. Со многими из них заключены контракты на срок от одного до нескольких лет. Один из сотрудников института мне сказал: «В следующий раз приедешь — меня не застанешь. Со мной контракт не продлили». Финансирование института в то время, когда я там был, зависело, в основном, от заказов по проекту «Марс-96». После окончания этого проекта институту нужно было искать другой источник финансирования. Чисто научная группа в институте небольшая, но уровень квалификации здесь гораздо выше, чем в среднем по институту.

Передо мной штатное расписание Отделения земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне (Department of terrestrial magnetism of Carnegie Institution in Washington, сокращенно DTM) в 1993 г.: 17 штатных сотрудников (staff members), включая директора, 12 пост-доков (postdoctoral fellows), 9 аспирантов (predoctoral fellow) и 30 сотрудников компьютерного и обслуживающего персонала (computer and support staff). Кроме того, за год DTM посетили 22 ученых из других американских и зарубежных учреждений. Астрономией в DTM занималось 7 штатных сотрудников. Меня удивляет большая доля обслуживающего персонала. Одних библиотекарей четверо, хотя за полмесяца пребывания в DTM я их не заметил, почти ежедневно бывая в библиотеке. Каждый сотрудник сам берет книги с полок, не расписываясь в формуляре. Институт Карнеги состоит из трех отделений (земного магнетизма, эмбриологии и биологии растений), геофизической лаборатории и обсерватории. Существует он, в основном, за счет фонда Карнеги (Andrew Carnegie, не путать этого промышленника-филантропа, умершего в 1919 г., с автором популярных книг). Часть средств поступает за счет других пожертвований, а также за счет грантов, которые имеют сотрудники Института. Как мне сказал около 10 лет назад Алан Босс (Alan Boss), сами владельцы грантов могут использовать деньги с грантов только на поездки.

Я посетил DTM весной 1990 г. За год до этого на конференции в Москве я подарил несколько копий своих работ Дж. Везериллу, директору этого отделения. «У меня сейчас нет времени разговаривать. Приезжай лучше ко мне в Вашингтон», — сказал он, забирая эти копии. Говорят, при социализме сначала обычно выпускали в соцстрану, а только потом в капиталистическую страну. Я полетел бизнес-классом сразу в США и жил там в номере стоимостью более 100 долл. в день.

Каждый год Институт Карнеги издает книгу, в которой, в частности, приведен поименный список всех сотрудников, все их публикации и премии за прошедший год, а также изложение всех основных полученных научных результатов. Кроме того, астрономическая группа DTM еще публикует в Бюллетене американского астрономического общества годовой отчет, в котором приводятся аналогичные сведения. Любый человек «с улицы» может легко выяснить, чем занимался каждый научный сотрудник. Подобную систему хорошо бы ввести и в России. Издавать тысячи книг, конечно, нам не по карману, но держать на www-сервере штатное расписание всех сотрудников института, список публикаций и краткие годовые отчеты всех научных работников вполне возможно. При такой системе со стороны сразу будет видно, кто в институте ничего не делает. Однако, требуя интенсивной работы, нельзя платить научным работникам меньше средней зарплаты по стране, как это делается после 1991 г. Сейчас наука в России держится на практически безвозмездном энтузиазме ученых старше 40 лет.

Западная система, когда возможность заниматься наукой получают далеко не все, защитившие диссертацию, довольно жестокая. Немало талантливых ученых вынуждены покидать науку, что не всегда рационально. Однако, и другая крайность, которая была в СССР и продолжает быть в России, когда, поступив на работу, сотрудник мог ничего не делать десятки лет, ни к чему хорошему не приводит. Добренский начальник, превращая институт в собес для людей, не способных к научным исследованиям или не стремящихся ими заниматься, тем самым лишил возможности какого-то молодого выпускника вуза начать заниматься наукой. Разбухшие штаты не давали возможности платить нормальную зарплату тому, кто действительно работал.

Когда сотрудник проработал после защиты диссертации несколько лет, то уже ясно видно, состоялся ли он как ученый. Отбор на постоянные ставки после окончания университета не всегда точен. Один выпускник может учиться на пятерки, затем, выполняя указания научного руководителя, защитит кандидатскую диссертацию, но так и не научится творить самостоятельно. При этом он может быть прекрасным преподавателем, но не иметь желания заниматься наукой. Просто без защиты диссертации он не мог стать доцентом. Другой выпускник может не очень хорошо запоминать и излагать чужие знания, но зато умеет сам творить. Даже став известным ученым, он может читать общеобразовательные курсы хуже, чем неостепененный преподаватель. Введение должностей пост-доков в лучших научных институтах России позволило бы научным сотрудникам и преподавателям, особенно живущим в глубинке, под руководством лучших ученых повысить свой научный уровень. При этом зарплата пост-дока должна позволять снимать приличное жилье. На Западе известный ученый может получить что-то типа гранта на приглашение пост-дока на 2 года, а затем объявить о конкурсе на эту должность. У нас тоже одни должности пост-доков могли бы быть в штатном расписании института, а на другие должности фонд типа РФФИ мог бы объявлять конкурс.

Для продвижения по служебной лестнице в американском университете нужно активно публиковаться. Здесь принцип такой: «Публикуйся или погибай». «Вал» публикаций нужен также и для отчетов по грантам. Стремление к большому числу публикаций иногда приводит к тому, что на основании одного полученного результата автор публикует в разных изданиях несколько статей, лишь немного отличающихся изложением материала.

Одна преподавательница бельгийского университета (около 35 лет) пожаловалась, что она уже несколько лет работает на ежегодных контрактах, которые могут и не продлиться. На доске объявлений их кафедры висело объявление о конкурсе на место преподавателя, и я спросил, принимает ли она участие в этом конкурсе. Она ответила, что свободные места бывают, как правило, для молодежи без степени (затем сотрудники могут постепенно расти), а она уже достаточно давно защитилась, а потом несколько лет проработала в США, и слишком большая квалификация мешает ей претендовать на это место.

Основное население Бельгии составляют валлоны, говорящие на французском языке, и фламандцы, говорящие на голландском языке (на самом деле, валлонский язык немного отличается от французского, а фламандский язык — от голландского). Кроме того, в стране

живет много иностранцев, и сейчас в Брюсселе число иностранцев (в основном мусульман) перевалило за треть жителей столицы. Лет двадцать-тридцать назад при разделе бельгийского университета на валлонский и фламандский университеты библиотека была поделена пополам — на книги с четными и нечетными номерами. В Уккльской обсерватории одна половина ставок постоянных астрономов предназначена для валлонов, а вторая половина — для фламандцев. Один из сотрудников Королевской обсерватории говорил мне, что некоторые фламандские ставки у них пустуют, так как фламандцы меньше, чем валлоны, стремятся заниматься астрономией. Многие валлоны хотели бы занять эти должности, но их национальность не позволяет им на них претендовать, и они вынуждены искать работу далеко от родной Бельгии. На конференции в Японии один бельгиец с грустью сказал мне: «В материалах конференции в качестве моего адреса указана американская обсерватория, контракт с которой у меня истек. Теперь пиши мне в Чили». Ни в Бельгии, ни во Франции найти ему работу не удалось. «Во Франции стараются брать только своих», — добавил он.

В сборнике тезисов конференции, проходившей в 1998 г. в Бельгии, подавляющее большинство адресов было написано по-английски. Адреса двух бельгийцев были следующими: 1) Observatoire Royal de Belgique, 3 avenue Circulaire; 2) Koninklijke Sterrenwacht van België, Ringlaan 3. Такие же названия обсерваторий были написаны на их нагрудных значках. Я не сразу догадался, что оба бельгийца из одной и той же обсерватории, просто у одного адрес приведен на валлонском (французском) языке, а у другого — на фламандском (голландском). В переводе на русский обе надписи означали одно и то же: Бельгийская королевская обсерватория, кольцевая дорога.

Немало зарубежных исследователей занимаются астрономией за свой счет. В 1997 г. на конференции в Блуа я беседовал с одним швейцарцем, который работает в какой-то фирме, а астрономией занимается для души. В Японии астрономов-любителей очень много. Каждый год проводятся конференция японских астрономов-любителей по кометам и такая же конференция по малым планетам. В 1997 г., в связи со съездом МАС, проходившем в Киото, эти две конференции были объединены и объединенная конференция была проведена сразу после этого съезда. Мне посчастливилось принять участие в этой конференции. Значительную часть астрономов-любителей составляют пенсионеры. В Японии после 60 лет всех отправляют на пенсию. Я считаю, что для многих ученых 60 лет может быть только периодом расцвета таланта и увольнять активно работающего ученого в этом возрасте не рационально (но и держать ничего не делающих пенсионеров, как это у нас часто бывает, не нужно; обе крайности вредны). У японцев зарплата с возрастом растет, и ни государству, ни частной фирме не по карману платить большую зарплату сотруднику старше 60 лет. Поэтому многие бывшие профессиональные японские астрономы становятся астрономами-любителями. Многие любители имеют 60–70 см телескопы. Некоторые из них оснащены ПЗС-матрицей, а полученные данные обрабатываются несколькими ЭВМ. Сидевший со мной рядом на конференции О. П. Быков из Пулковской обсерватории говорил, что у них такого оборудования, как у какого-то выступавшего астронома-любителя, нет.

В Германии профессоров в обязательном порядке отправляют на пенсию в 62 года, чтобы дать дорогу молодым. За профессором сохраняется кабинет и право пользования ЭВМ. Он может продолжать заниматься научной работой. Только вместо зарплаты (\$5000), ему платят пенсию, составляющую 75 % от зарплаты. Устроиться на работу в Германии человеку старше 50 лет очень сложно. В США на пенсию выходят в 65 лет.

2. Гранты

Система грантов широко распространена на Западе. В отличие от наших грантов РФФИ, западные гранты нельзя тратить на зарплату, если у сотрудника уже есть ставка. Руководитель гранта может нанять другого сотрудника, больше нигде не работающего. В США в летние каникулы университетские преподаватели зарплаты не получают. Можно платить грантовские деньги и в это время. Некоторые американские исследователи постоянных ставок не имеют и живут только на гранты. На мой вопрос, почему он занимается тремя разными задачами, известный американский ученый Вайденшиллинг (S. J. Weidenschilling) ответил, что он платит себе зарплату только с грантов и если число грантов будет меньше трех, то денег будет уже маловато. По-моему, если бы он имел возможность все силы бросить на одну задачу, то астрономия от этого только выиграла бы. Система отчетности по западным грантам более суровая,

чем у нас. Бельгийская преподавательница показывала мне отчет американского ученого Дж. Везерилла (G. W. Wetherill) размером с нашу диссертацию. «Руководитель гранта обязан высылать копии отчета всем желающим его получить. Вот я и попросила выслать мне отчет», — сказала она. Такие большие отчеты нам в РФФИ не нужны, но я думаю, что любой желающий должен иметь возможность ознакомиться по Интернету с любым отчетом, представленным в РФФИ. Для усиления объективности распределения грантов, возможно, стоит держать на сервере РФФИ поступившие заявки на гранты и отзывы по ним. В ИНТАС, например, руководитель непрошедшей заявки может получить все подробные отзывы по его проекту. Открытость расходования средств желательна для большинства государственных организаций.

Гранты дают возможность лучше работающим ученым иметь большие возможности для работы. Первые гранты в СССР появились в конце перестройки. Тогда, по-моему, только три процента суммы гранта можно было использовать на зарплату. Исполнители гранта могли ездить в командировки, но всей остальной суммой гранта распоряжался институт. В 1990 г. я покупал билеты в США за счет гранта, где я был ответственным исполнителем. Обычных билетов в продаже не было, и я купил билеты в бизнес-класс. Таможенный контроль я прошел поздно (проверяли пассажиров тогда очень долго и тщательно), и меня посадили в первый класс, так как бизнес-класс был уже заполнен пассажирами с обычными билетами. Первый класс был заполнен только наполовину. Сумма гранта была тогда такова, что летать в США бизнес-классом можно было каждый месяц. В последние годы горбачевской перестройки финансовое положение нашего ИПМа было хорошим. Кроме бюджетного финансирования и грантов, институт имел еще много средств с хозяйственных договоров и государственных программ. Институт оплачивал сотрудникам невыплаченные пай жилищных кооперативов и протезирование зубов.

Не все, конечно, идеально в системе грантов. Например, одна западная сотрудница жаловалась, что публикация их статей препятствовал один известный ученый, занимавшийся близкой задачей. В результате они не смогли достойно отчитаться по гранту, и грант ушел к этому ученому. Сумма, выделяемая по гранту РФФИ, по-моему, зависит, в основном, от числа участников, а не от той работы, которая выполняется. Поэтому некоторые руководители стараются включить в грант побольше исполнителей. В гранте может числиться более 5 человек, а реально работает один, но он же большую часть денег забирает.

У нас в последние годы ученые обычно работают на персональных компьютерах, которые покупают со своих грантов. В тех западных институтах, где я побывал, иногда на весь институт имелись две персоналки, чтобы было куда вставить дискетку, да и то это, обычно, макинтоши. В Америке в Отделении Земного Магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне и в Институте теоретической физики Калифорнийского университета мониторы, на которых работали сотрудники, были подключены к мощной ЭВМ. Это гораздо дешевле и производительнее, чем иметь много персоналок. Так было и у нас при социализме. Сейчас часто у наших институтов нет денег на оборудование, и институт представляет собой совокупность почти независимых групп, объединенных общей территорией. В берлинском Институте планетных исследований в 1996 г. сеть состояла в основном из рабочих станций, а персоналок практически не было, но в 1999 г. с появлением Pentium II—III, сравнимых по мощности со старыми рабочими станциями, некоторые ученые стали переходить на пентиумы. Pentium-450 в три раза быстрее, чем хорошая HP рабочая станция 1996 г., хотя ему еще далеко до Альфа-станций. В бельгийской королевской обсерватории не стали покупать каждому сотруднику по персоналке, а включили хорошую PC в сеть и каждый может выйти на нее с терминала HP. В университетах я встречал сети персоналок, но если хозяин персонального компьютера его не заблокировал, то можно и в этом случае запустить свою задачу на его ЭВМ. Лазерные принтеры, как правило, общественного пользования (обычно один на этаж). У нас каждая группка ученых покупает свой маломощный принтер. Можно сказать, что в организации работы на ЭВМ имеем «феодалную раздробленность» в России и «централизованное плановое государство» на Западе. Везде царит UNIX и LaTeX. В западной организации есть ответственные за ЭВМ и математическое обеспечение. Научный работник занимается наукой. Ему не нужно думать о том, как модифицировать программное обеспечение, как починить сломавшуюся аппаратуру или где достать деньги на покупку бумаги или картриджа для принтера.

3. Общение

Отмечу несколько необычное отличие общения ученых в современной России и некоторых других странах. Советские ученые довольно часто встречались друг с другом в институте

по нерабочим делам. Регулярно проходили комсомольские собрания, политинформации и вечера, приуроченные к различным праздникам. В нашем институте на бесплатных вечерах, наряду с самостоятельностью, выступали известные артисты и показывались хорошие фильмы. Действовали различные спортивные секции. Проводились соревнования. Арендвались дорожки в бассейне. Организовывались поездки за город. Сейчас у нас в ИПИМ вечера исчезли. Теперь, если и происходит совместное чаепитие, то редко и с участием всего нескольких человек. В Астрономическом институте РАН еще отмечают праздники, а в ГАИШ — дни равенства. В США, Великобритании и Японии, совместно работающие ученые встречаются друг с другом в нерабочее время гораздо чаще.

В Отделении земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне все сотрудники обедают в столовой института вместе, причем готовят по очереди — каждый дежурит в течение недели. Раз в неделю все вместе пьют у себя в здании пиво, причем поочередно каждый покупает его на всех. Каждую неделю проходит минимум два научных семинара. Часто докладчики приезжают из других городов и даже стран. Одним из таких докладчиков был и я.

Институт теоретической физики Калифорнийского университета в Санта-Барбаре (Institute for theoretical physics, University of California, Santa Barbara) очень не похож на обычные институты. Занимает он последний этаж одного из университетских зданий. Кроме директора и заместителя, все остальные ученые работают по контракту (по-моему, на два года) и довольно молоды. Среди контрактников был, например, гражданин Израиля, ранее живший в СССР. Обычно институт проводит одновременно две программы (продолжительностью порядка полугода), на которые приглашает как местных, так и зарубежных ученых. Принять участие в одной из таких программ, посвященной формированию планет, во второй половине 1992 г. были приглашены (на срок от одного до трех месяцев) несколько российских ученых (В. С. Сафронов, Е. Л. Рускол, Т. В. Рузмайкина, А. В. Витязев, А. Б. Макалкин и С. И. Ипатов). Эти поездки финансировались Национальным научным фондом США (NSF). Во время программы было проведено три международных конференции, посвященных различным проблемам формирования планет. Ученые, участвовавшие в программе, регулярно выступали друг перед другом на семинарах, много общались между собой, и раз в неделю собирались вместе на природе. Такое общение гораздо продуктивнее общения на конференциях. В самом институте около трех часов дня на все компьютеры поступало сообщение, что пора пить чай. Обычно редко кто заходил в соседнюю комнату, но во время полдника можно было увидеть всех сотрудников в библиотеке института. Институтский семинар проходил во время обеда. Директор, рассказывая у доски о текущих делах, одновременно поглощал взятую с собой пищу. Слушатели тоже не забывали о еде.

За четыре или пять дней, проведенных мною в Армской обсерватории, состоялось посещение сотрудниками обсерватории пивного бара (оплачивала это посещение обсерватория) и вечер в доме у директора обсерватории Марка Бейли (M. Bailey). Этот вечер по обилию и качеству блюд, приготовленных женой Бейли, не уступал русскому хлебосольству. В Астрономическом отделении Лондонского университета после семинара отделения все дружно идет в ресторан. Платят все, кроме докладчика. Докладчиком тогда был я. Деньги, выпускаемые в различных частях Соединенного Королевства, хорошо показывают разницу между Англией, Великобританией и Соединенным Королевством. Банки Северной Ирландии, тоже входящей в Королевство, печатают свои фунты стерлингов и, переехав в Великобританию, нужно обменять североирландские фунты на великобританские фунты. Уэльс чеканит свои монеты, но в Англии к ним привыкли и принимают. Организация моего посещения Соединенного королевства напоминала «суп из топора», когда солдат из русской сказки обещает хозяйке приготовить суп из топора, потом просит по одному разные продукты, и в результате получается вкусный суп. По гранту Южной европейской обсерватории (ESO) я в течение месяца был в Бельгии. По пути в Бельгию я посетил в течение нескольких дней Берлинский институт планетных исследований, а на обратном пути — Армскую обсерваторию в Северной Ирландии и Лондонский Университет, «расплачиваясь» за эти посещения выступлениями на семинарах. Из Лондона я должен был вернуться на автобусе (который гораздо дешевле поезда) в Брюссель, но, придя вечером на автовокзал, обнаружил, что другой автобус этой же компании одновременно идет в Нидерланды и мой билет действителен до Амстердама. Утром я уже видел знаменитые каналы, картину «Ночной дозор», хозяек, моющих тротуар перед домом, и обилие велосипедов и молодежи.

В отличие от многих западных обсерваторий, Медонская обсерватория под Парижем (Observatoire de Paris, Meudon Cedex) довольно крупная, и ее столовая напоминает по размаху столовые советских институтов. Обед в столовой западного университета может стоить гораздо дешевле, чем в городе. В университете в бельгийском г. Намюр стандартный обед стоил 130 бельгийских франков (немногом меньше 20 руб.). В дрезденском техническом университете обед обходится в 4,5 марки профессору и 3 марки (чуть более 10 руб.) менее обеспеченному сотруднику. Если не оговорено особо, то в настоящем приложении рассматривается курс рубля в июле 1998 г. (когда писалось это приложение), т. е. один доллар соответствует немногим больше 6 руб. Перед сдачей в октябре 1998 г. рукописи книги в издательство рубль стал стоить в три раза меньше, но я не стал менять в тексте приложения курс между долларом и рублем, так как к тому моменту, когда читатель прочтет это приложение, курс рубля все равно будет другим. При корректуре кое-где ниже я поменял цены в рублях на цены в долларах, т. к. читателю в современной России трудно понять, сколько стоил рубль какое-то время назад. Все более-менее ценные товары и услуги в Москве давно оцениваются только в долларах.

Раньше в нашей ИПМовской столовой в час пик приходилось иногда стоять в очереди более получаса. Обычные котлеты практически никто не брал. Предпочитали более деликатесную пищу. Теперь столовая всегда практически пустая, и посещают ее, в основном, только сотрудники арендующих организаций. После 1991 г. я в ней ни разу не обедал, перейдя на «домашние заготовки». Оказалось, что при этом можно питаться не менее вкусно и более полезно, чем в столовой. Поэтому назад в общественное питание уже и не тянет.

В Бельгии и Германии еженедельных встреч научных сотрудников в нерабочее время я не замечал. Как и у нас, сотрудники, приглашенные виновником торжества, могут отметить день рождения или другое событие.

По степени коллективизма в институтах мы даже при социализме уступали японцам. В августе 1997 г. я был в Токийском технологическом институте (Tokyo institute of technology, Department of Earth and Planetary Sciences). Все компьютеры отделения находятся в одном зале. Даже у начальника, имеющего большой кабинет, в этом кабинете нет ЭВМ. Здесь он проводит совещания, а работает вместе со всеми в общем зале. «У меня квартира имеет почти такую же площадь», — сказал Ш. Ида (Shigeru Ida), когда я выразил восхищение размерами его кабинета. Все сотрудники группы работают вместе и все вместе (человек 15–20) обедают в одном ресторане. Так как большинство сотрудников работает до позднего вечера, то ужинать ходят тоже вместе. Молодой сотрудник Х. Танака (Hidekazu Tanaka) на мой вопрос о продолжительности его работы ответил: «Прихожу в 10 утра и ухожу в 10 вечера». «А как относится к этому твоя жена?» — спросил я. «Она работает вместе со мной, и мы ходим на работу и с работы вместе», — был ответ. Дома персонального компьютера Х. Танака не имеет. «Должен же я дома иметь возможность отдохнуть», — объяснил он. Так как платят сотрудникам за преподавание (чаще физики), то приходится и готовиться к занятиям, и вести научную работу одновременно. Руководитель космогонической группы Ш. Ида предпочитает проводить вечера дома. В этом отделении проблемами формирования Солнечной системы занимается, наверное, около 20 человек. У нас во всей России число планетных космогонистов в 2–3 раза меньше, причем самый младший российский космогонист гораздо старше Иды, который старше остальных членов отделения, занимающихся космогонией. Однажды я спросил у молодого японца, который вез нас на своей машине из гостиницы в институт, всегда ли он ездит на ней на работу. «Нет», — ответил он, — Только профессора имеют право ставить свои машины около института. Сегодня профессор отдал мне свой пропуск, чтобы я привез вас. Обычно же я езжу на работу на метро».

В рабочее время на рабочем месте иностранные ученые на посторонние темы, в отличие от российских сотрудников, предпочитают не болтать. Для этого они встречаются в нерабочее время. Атмосфера в зарубежном институте более деловая. Вокруг все работают, и ты работаешь более эффективно. У нас часто в комнате подолгу шла пустая болтовня и заниматься делом в такой атмосфере было тяжело. Получалась пародоксальная ситуация: чтобы нормально поработать, ученому надо было оставаться дома, а некоторые сотрудницы приходили в институт поболтать, почитать художественную литературу и отдохнуть от домашних дел.

Выбор журналов в библиотеках небольших зарубежных институтов бывает не очень широким. В библиотеке Намюрского университета из интересующих меня астрономических журналов я нашел только «Earth, Moon, and Planets». Хотя наш ИПМ не был астрономическим

институтом, до 1991 г. он получал основные зарубежные астрономические журналы. Сейчас некоторые журналы (например, *Icarus*) нельзя найти даже в Ленинке и БЕНе.

Иностранные ученые — народ занятый, но интересно, что обычно, чем выше занимаемый ученым пост, тем он быстрее находит время для ответа. Спросил по электронной почте у Б. Марсдена (B. Marsden), «главного полицейского Солнечной системы», названия работ по определению орбит, и тут же получаю ответ. В 1991 г. во время московской конференции по образованию планет у меня дома был совместный вечер некоторых участников конференции, а через некоторое время от Дж. Бернса (Joseph A. Burns), бывшего тогда главным редактором журнала *Icarus*, и его жены получаю благодарственное письмо.

Собираясь впервые в Америку в 1990 г., я много сувениров не брал. Думал, буду общаться, в основном, только с Дж. Везериллом (G. Wetherill) и Аланом Боссом (A. Boss), которых знал по встречам в Москве. Первую неделю мы с Тамарой Рузмайкиной из Института Физики Земли, также прибывшей в Отдел земного магнетизма (DTM), готовились к своим докладам и нас особенно никуда не приглашали. Директор Отделения Дж. Везерилл лично встретил нас в аэропорту, показал город, сводил в ресторан и на собрание церковного общества друзей с восточно-европейскими странами. Каждый вечер второй недели мы проводили в гости. Приглашений было больше, чем оставшихся дней. Покупки в Вашингтоне я делал в магазинчике, принадлежавшем советскому посольству. Здесь цены были ниже, чем в городе, а набор товаров был рассчитан на советского гражданина. Сотрудник посольства, с которым я разговорился, сказал, что обилие приглашений объяснялось не только гостеприимством, но и любопытством. Тогда еще не было частых поездок советских граждан в США. Я считаю, что внимание, по крайней мере Дж. Везерилла, определялось его гостеприимством и интеллигентностью.

Особенностью американских магазинов является то, что на ценниках приведена цена без налога на продажу. В каждом штате этот налог свой. Чтобы подсчитать, сколько нужно платить за покупку, нужно сумму цен на покупаемые товары умножить на процент налога и прибавить к этой сумме. В уме это сделать довольно сложно. Хотя еще в 1866 г. конгресс узаконил метрическую систему, большинство американцев о ней почти ничего не знает. Единицей веса является фунт (454 грамма). Расстояния между городами измеряются в милях. В крупном американском супермаркете при выборе одежды я поинтересовался, скольким сантиметрам равен дюйм. Продавцы не могли дать даже приближенный ответ. После некоторых поисков мне удалось найти в подсобном помещении «метр», на котором расстояния приводились как дюймами, так и в сантиметрах.

Большинство семей в Вашингтоне, как и две трети американцев, живут в отдельных домах (в среднем на человека в США приходится более 40 квадратных метров жилья). При посещении дома А. Босса, довольно молодого, но уже постоянного сотрудника, я спросил его, сколько у него в доме комнат. После долгого размышления он ответил: «Наверное, тринадцать». Около дома был большой газон, на краю которого росло несколько деревьев. Мой вопрос о том, есть ли среди них плодовые, удивил хозяина, ответившего: «Ведь в магазинах все есть». Я поинтересовался, сколько стоит проезд в автобусе. «Не знаю, никогда в автобусе не ездил», — был ответ. Дом Везерилла был не таким большим, зато располагался недалеко от Отделения. Земля в этом районе сильно подорожала за последние годы и новым сотрудникам уже не по карману. Одна из сотрудниц, бывшая учительница, жила за городом. Там и земля дешевле, да и ее мужу, индейцу, шумный город не нравился. В этом доме запомнилась зеркальная стена, зрительно увеличивающая и без того не маленькую столовую, и бассейн с горячей водой диаметром около трех метров рядом со спальней.

У молодого сотрудника арендованная им квартира мало отличалась по размерам от нашей средней трехкомнатной квартиры. Необычным было то, что в ней не было традиционной для нас прихожей. С лестничной площадки сразу попадаешь в большую комнату, часть которой отгорожена под кухню загородкой в рост человека, а другая часть комнаты служит гостиной. Вместо телевизора хозяева использовали монитор от компьютера с телевизионной приставкой. Этот сотрудник, мормон, неоднократно подчеркивал, что у них в стране нет подлинной демократии, так как женщин не берут в летчики-истребители. У другого пост-дока отношение к демократии было совсем другое. Через несколько минут после знакомства он сказал мне: «Ты — белый и я — белый, мы с тобой друзья, а негры это...». В то время СССР и США были еще противоборствующими сверхдержавами.

Побывали мы на приеме в каком-то старинном клубе, членом которого был Дж. Везерилл. Сначала в большом зале народ разговаривал друг с другом, а официанты разносили различные

напитки. Во время клубного ужина официанты принимали заказы на выбор блюд. Везерилл предупредил, что нам платить ничего не надо. За все платит клуб, бюджет которого складывается из взносов его членов. Дж. Везерилл с женой регулярно также посещали концерты и театры и дома они вечерами обычно не сидели.

Однажды после окончания одного из вечеров Алан Босс (Alan Boss) стал готовиться ответить нас в гостиницу, а его жена на другой машине собиралась домой и попросила у мужа деньги. Я спросил, что она собирается покупать поздно вечером. Оказывается супруги оставили маленьких детей с соседской девочкой, и нужно было с ней за это расплатиться.

Дж. Везерилл ездил на длинной американской машине, его жена — на тойоте. Автомобилу одного из пост-дков, по-моему, было не меньше 15 лет (у нас в России такие должители встречаются не часто). Когда этой машиной пользовалась жена, этот пост-док приезжал в Отделение на велосипеде (в США много специальных велосипедных дорожек). Дж. Грахам (John A. Graham) принципиально пользовался только общественным транспортом, хотя должность постоянного сотрудника позволяла ему купить хороший автомобиль.

В аэропорт из DTM меня отвозил сотрудник, которого привезли в США из Германии сразу после окончания второй мировой войны, как специалиста по ракетной технике. По пути он сказал: «Вон там мой бывший дом, оставшийся жене». Сотрудник был два раза женат, и при разводах дома оставались женам-американкам. Сам он, прожив в США 45 лет, так и не принял американское гражданство. Теперь, на старости лет, он строил третий дом.

После московских многоэтажных жилых домов было необычным видеть, что многие жители большого Лондона и большого Парижа живут в индивидуальных домах. В Бельгии и Нидерландах индивидуальные дома обычно трехэтажные и стоят они вплотную друг к другу так, что воспринимаются как подъезды одного очень длинного дома. Одна сторона домика выходит на улицу, а с другой стороны имеется небольшой садик. Вместо центрального отопления в подвале часто стоит автоматический обогревательный котел, обслуживающий этот домик.

Как и нас в России, люди за рубежом разные. Одни приглашают переночевать к себе домой. Другие не хотят оказать пустяковую помощь.

§2. Впечатления от научных поездок

Остановлюсь на некоторых других впечатлениях от научных поездок и посоветую, как можно дешевле и с меньшими хлопотами съездить в зарубежную командировку.

Научные работники из России ездят сейчас на зарубежные конференции в основном в тех случаях, когда оргкомитет конференции выделяет им грант на проживание. На оплату билетов можно просить грант РФФИ. Уровень российских докладов не ниже среднемирового уровня и западные ученые заинтересованы в том, чтобы узнать о новых результатах, полученных в России. Несколько сотен долларов гранта на проживание и оргзнос российского ученого вполне окупают его доклад (для сравнения ВВП в пересчете на душу населения в Японии в 1992 г. составил 28 220 долл.). Кроме того, эти деньги остаются в принимающей стране, так как идут, в основном, на оплату гостиниц. Фундаментальные результаты становятся достоянием всего мира, и вложения западных денег в российскую фундаментальную науку выгодны зарубежным странам. Зарплаты научных работников в России в десятки раз меньше, чем в развитых странах, а квалификация некоторых российских ученых находится на мировом уровне. Иногда кажется, что в сохранении российской науки зарубежные государства заинтересованы больше, чем нынешние правители России. Западная помощь дается конкретным сотрудникам, а не российской науке вообще, что гораздо эффективнее. Посетить российскую конференцию теперь иногда труднее, чем зарубежную, так как в последнем случае можно получить местную поддержку оргкомитета конференции, а на дорогу — грант РФФИ.

Если у вас нет лишних денег, то не советую покупать аэрофлотовские билеты в кассах Аэрофлота. Взяв рекламную газету и обзвонив несколько туристических компаний, вы можете купить эти же билеты гораздо дешевле. Одна компания специализируется на Франции и билеты в Париж у нее дешевле, у другой компании дешевые билеты есть только в Грецию. Получить такие билеты на руки вы иногда можете только за день до отлета или перед самым отправлением самолета. В 1997 г. дешевые билеты в Грецию покупал в «Вояж-сити» (тел. 233-35-17, м. «Новокузнецкая», 3-й Кадашевский пер., д. 7, стр. 1), а во Францию — в «Инна-тур» (тел. 129-16-11). Летом 1998 г. я покупал билеты со скидкой в рекламируемой

«Поиском» компании Транс-Тур (тел. 915-32-94 и 915-80-98, Земляной Вал, 64, стр. 2, E-mail: tstmsu@orc.ru; <http://www.orc.ru/~tstmsu>). Надеюсь, что обзвонив несколько фирм, вы сможете приобрести билеты дешевле, чем в Аэрофлоте. Еще полезные телефоны в Москве: 156-80-19 — справочная Аэрофлота о международных рейсах, а 155-09-22 — о местных; 262-06-04 — международные железные дороги, а от 266-90-00 до 266-90-09 — российские; 926-46-32 — компания Ист-лайн. Отмечу, что АРЕХ-тариф не всегда является самым дешевым. Если вы дополнительно к требованиям этого тарифа (фиксированные даты вылета и прилета и пребывание за границей в ночь с субботы на воскресенье) еще едете менее, чем на месяц, и приобретаете билет за 2 недели до вылета, то в некоторые страны можете купить еще более дешевый тариф. Если и этот тариф вам не по карману, то в Европу можно съездить и автобусом. Например, в Москве можно подойти к немецкому консульству (Ленинский проспект, 95 а), у которого стоит несколько международных автобусов разных компаний.

Чартерные авиационные рейсы могут быть значительно дешевле регулярных, но и порядка на них может быть меньше. В 1996 г. самолет прилетел из Римини (Италия) в Москву не вечером, а глубокой ночью (стоил перелет по маршруту Москва—Римини—Москва 200 долл.). Правда, в 1998 г. другой сотрудник, летавший чартерным рейсом этой же компании (Ист-Лайн), остался довольным — никаких опозданий не было. Билеты на чартерные рейсы лучше покупать в той компании, которая эти рейсы организует. У посредников эти же билеты могут стоить гораздо дороже.

Стоимость билетов на рейсы зарубежных компаний может сильно зависеть от времени отправления рейса, от того, входит ли ночь с субботы на воскресенье в интервал пребывания в пункте назначения, и от других факторов. Во многих странах Западной Европы автобусное сообщение гораздо дешевле железнодорожного и авиационного. Линии автобусной компании Eurolines охватывают почти всю Европу (кроме стран СНГ). Примеры стоимости рейсов в 1995 г. в бельгийских франках (BEF): Брюссель—Париж — 980 (1 750), Брюссель—Лондон — 1 900 (2 680), Брюссель—Мюнхен — 1 700 (2 950), Брюссель—Берлин — 2 100 (3 900), Брюссель—Варшава — 3 100 (4 500). В скобках указана стоимость билетов туда и обратно. Один доллар тогда равнялся 34 бельгийским франкам. Для детей, молодежи (до 26 лет) и пенсионеров билеты стоят дешевле. Неудобством таких автобусов может являться то, что они могут ходить не каждый день. Телефоны компании Eurolines в некоторых городах: (030) 8600-9692 (Берлин), (0582) 40 4511 (Лондон), 46-32-86 (Варшава), (02) 2421-3420 (Прага).

Для сравнения стоимости автобусного и железнодорожного транспорта приведу цены на ж/д билет из Брюсселя в Мюнхен: 7 220 BEF (в одну сторону), 9 600 BEF (туда и обратно), 5 740 BEF (туда и обратно, если захватывается суббота), 3 380 BEF (для предыдущего тарифа для второго спутника). Еще 200 и 800 BEF на человека доплачивается за сиденье и спальное место, соответственно. Есть различные билеты (Eurorail, InterRail, German Rail Pass, Euro-Domino), по которым можно путешествовать по ж/д определенное число дней. Например, по билету Euro-Domino можно путешествовать по 27 европейским странам 3, 5 и 10 дней в течение месяца за 315 DM, 342 DM и 465 DM, соответственно (одна немецкая марка DM равна 20,6 BEF). Купив оптимальные билеты, можно сэкономить немало денег. В выходные дни пять человек за 35 DM на всех могут проехать всю Германию, если будут пользоваться только электричками (поезда серий SE, RB и RE).

Авиабилеты из Лондона в Белфаст, которые я заблаговременно купил в Бельгии, оказались дешевле автобусных. Марк Бейли, директор Армской обсерватории, к которому я тогда приехал, о существовании таких дешевых тарифов (действительных только в определенные часы) и не подозревал, хотя и прожил всю жизнь в Соединенном Королевстве.

Часто валюту выгоднее менять в Москве (конечно, не где попало, а предварительно сравнив курсы в различных обменных пунктах). Например, в июле 1998 г. в Брюссельском аэропорту курс обмена доллара США и бельгийского франка был 33,4-39,01 и еще 50 франков нужно было платить за обмен (для греческих драхм вилка была еще больше — 0,098-0,14). В Москве в это же время на 1 \$ можно было купить не 33, а 36 франков, но в Санкт-Петербурге курс обмена был гораздо хуже. В Бельгии и Франции существуют обменные пункты, в которых вилка покупки-продажи в несколько раз меньше, чем в аэропортах, железнодорожных вокзалах и в крупных банках, однако найти их не просто. А вот йены на доллары вполне можно поменять и в японском аэропорту. Если вам нужно обменять в Москве одну валюту на другую, то сначала спросите в обменном пункте, как это лучше

сделать: напрямую или через рубли. В зависимости от конкретной ситуации, может быть более выгоден тот или иной вариант обмена. Не всегда в обменном пункте может быть нужная валюта. Не отчаивайтесь. В некоторых обменных пунктах ее можно заказать на следующий день по телефону. Летом 1998 г. я прибегал к этой услуге в обменном пункте МДМ банка № 55 (тел. 292-6129 и 292-2757, Кузнецкий мост, д. 3).

Спрашивая у оргкомитета приглашение на конференцию, я обычно прошу указывать не даты конференции, а добавлять день приезда и день отъезда. Многие посольства дают визу только на те дни, которые указаны в приглашении. Весной 1995 г. я пришел оформлять визу во Францию. У меня было приглашение с датами конференции в Тулузе и бумага о том, что я получил на поездку от фонда Сороса столько-то долларов. Мои попытки убедить французскую сотрудницу консульского отдела, что мне нужен еще день, чтобы добраться из Парижа в Тулузу на поезде, а на гранте достаточно денег для значительно большего пребывания во Франции, не увенчались успехом. Женская логика может сильно отличаться от здравых рассуждений. Француженка требовала заверенную нотариусом бумагу на французском языке, в которой говорилось о том, сколько у меня имеется валюты. На следующий день я подошел с приглашением, в котором вообще не были указаны даты конференции, к французскому парню и тот без единого слова дал мне визу на те дни, которые я просил. Однако с тех пор я прошу у Оргкомитета лишние дни. Для граждан западных стран таких строгостей нет, и иногда члены оргкомитета не могут понять, почему русские требуют себе другие приглашения, чем граждане других стран. Во время работы над текстом этого приложения, летом 1998 г. академик РАН Т. М. Энзев не смог улететь на международный съезд в Италию. За день до отлета (билеты были куплены на рейс за два дня до начала съезда) он получил визу с первого дня работы съезда и поэтому даже, поменяв билеты, не успевал бы на свой доклад.

В финской визе дни пребывания были фиксированы. Фиксированные даты стояли у меня также в визах при поездках в Бельгию и Германию, на 60 дней. При поездках на несколько дней во Францию и Бельгию я получал визу на то число дней, которое просил, но интервал, в котором лежали эти дни, варьировался от 18 до 30 дней. В итальянской и греческой визах этот диапазон достигал 3-х месяцев. Считается, что в Великобританию и Японию визы получить нелегко. Японская приглашающая сторона просила заранее представить план поездки по дням: когда, каким рейсом прилетаешь, в какой гостинице останавливаешься (кстати, гостиницу в Киото я забронировал по интернету без всякого денежного залога). Поэтому я был удивлен, прочитав на визе в Соединенное Королевство, что поездка должна закончиться не позднее, чем через год после выдачи визы, а ее продолжительность не должна превышать 6 месяцев, а на японской визе, что требуемые мною 17 дней должны быть использованы за 3 месяца до окончания срока действия паспорта. Больше никаких ограничений на сроки поездок не значилось.

Иностранцы получают визу в Россию с фиксированными днями. В 1995 г. Марк Бейли заранее получил визу в Россию и купил аэрофлотовские билеты. Однако затем Аэрофлот поменял расписание, и дата вылета стала на день раньше. Попытки поменять визу не увенчались успехом, и Бейли пришлось сдавать аэрофлотовский билет и лететь рейсом западной авиакомпании.

Планируя расходы на зарубежную поездку, надо не забывать о стоимости визы и страховки. Краткосрочные визы в Бельгию и Францию стоят ~25 \$, а виза в Бельгию на 3-6 месяцев ~40 \$. Визу в Великобританию дают минимум на полгода и стоит на ~60 \$. За визу в Японию (официально называемую стоимостью почтовых расходов) я заплатил 5 долл., но купюру 1988 года в посольстве у меня не взяли, и пришлось бегать по обменным пунктам искать более новую купюру. При отправлении из японского аэропорта нужно заплатить за право пользования аэропортом, поэтому нельзя приезжать в него, истратив все деньги. Для покупки страхового полиса я обычно подъезжаю в первую половину дня к французскому консульству (м. «Октябрьская»), где всегда по рабочим дням (кроме среды) есть представители нескольких страховых компаний. В марте 2000 г. страховой полис на 15 дней обошелся мне в ~11 \$.

Схемы городов и рекламные брошюры достопримечательностей можно часто получить бесплатно в туристических бюро, расположенных в аэропортах и на вокзалах. Бывают они и в гостиницах. Изучив эти схемы и брошюры, вполне можно успешно путешествовать по стране, не зная местного языка.

Стоимость проезда на зарубежных линиях метро обычно зависит от расстояния. Лондонское и парижское метро и электрички разбиты на зоны. В лондонском метро 6 зон, хотя некоторые станции выходят за эти зоны. Стоимость одной поездки в лондонском метро

(называемого «underground») менялась от 1 GBP для 1 зоны до 3,1 GBP для 1–6 зон (GBP — фунт стерлингов, 1 \$ $\approx$ 0,6 GBP). Здесь и ниже цены 1995 г. Аэропорт Хитроу (Heathrow) находится в 6 зоне. Если вы собираетесь в течение дня совершить хотя бы две поездки, то часто вместо двух билетов на одну поездку гораздо дешевле купить билет на целый день. Например, за 3,8 GBP (в 2000 г. уже за 4,7 GBP) вы можете кататься в пределах всех 6 зон с 9.30 утра до ночи по будним дням, а также в любое время в выходные и праздничные дни. Стоимость недельного билета в Лондоне, в зависимости от зон поездок, соответствует стоимости 10–11 разовых поездок. Для такого билета нужна фотография. По этому билету можно также ездить на автобусах и железных дорогах в пределах Большого Лондона. Билет показывается при входе в метро. В том месте, где я жил, на выходе билет ни разу не проверяли. Штраф за то, что пассажир проехал больше зон, чем указано в билете, составляет 10 GBP.

В ряде городов, наряду с метро, имеются электрички, линии которых в центре города также проходят под землей. В Париже они называются RER. В отличие от метро, протяженность линий RER и расстояние между их станциями больше. Всего в Большом Париже 8 зон. Существуют пересадки между RER и метро, и по одному и тому же билету можно ездить по обоим линиям. Разовый билет на поездку в 1–2 зонах стоит 8 F (в 1998 г. 1 долл. = 5,5 F, F — французский франк, близкий к нашему денюгируемому рублю июля 1998 г.; в 2000 г. 1 \$ = 6,87 F), книжечка из 10 билетов — 46 F (для более дорогого 1-го класса соответственно, 12 и 69 F). Проездные на неделю и месяц — 72 F и 243 F. Цены по Парижу приведены для 1997 г. Как видно из приведенных выше цифр, для 1–2 зон отношение стоимости недельного билета к стоимости разового равно 9, но с увеличением числа зон оно быстро убывает. Для 5 зоны (аэропорт Шарль де Голль) разовый билет стоит 46 F, а недельный — 152 F. При поездке на конференцию «Астероиды, кометы, метеоры, 1996» я только один раз ездил из Версаля, где проходила конференция, в центр Парижа, да уехал из Версаля в аэропорт, и все равно недельный билет окупился. Для такого недельного билета в Париже нужна фотокарточка, а билет действителен с понедельника по воскресенье включительно и позволяет ездить также на автобусах. Кроме RER, из аэропортов в некоторые центральные районы Парижа (например, из аэропорта им. Шарля де Голля к Триумфальной арке или в Монпарнас) можно доехать и на автобусе.

В Берлине обычное метро обозначается буквой U, а городские электрички — буквой S (S-Bahn). В отличие от нашего метро, при входе и выходе из берлинского метро никто не спрашивает билетов. Вместо нашего значительного персонала метрополитена на станции может быть один кассир. Контролер может взять штраф за бесплатный проезд. За два месяца пребывания в Берлине я его видел один раз. Какой-то пассажир вместо билета молча протянул сумму штрафа. Перед посадкой в вагон разовый билет нужно прокомпостировать, и автомат проставит время. После этого можно ездить по Берлину на метро, С-бане и автобусах два часа. Карточка на 4 обычные поездки стоила 13 DM (немецких марок), а на 4 короткие (не более шести остановок на автобусе и не более трех на метро) поездки — 8,50 DM (цены 1996 г.). Месячный билет на все виды транспорта стоил 93 DM (доллар равнялся 1,6 марки в 1998 г. и 1 \$ = 2,05 DM в 2000 г.). Междугородный автовокзал в Берлине находится около станции Kaiserdamm.

В Италии лучше аккуратно пересчитывать сдачу. Даже в музее Ватикана мне ее пытались сдавать неправильно. Путешествуя по Италии, можно не тратиться на гостиницы, если выбирать для переездов между городами ночные поезда. Кассиры в железнодорожных кассах этого понять не могли, начиная объяснять мне, что если я куплю билеты на дневной скоростной поезд, то уже через пару часов доберусь до цели, а не буду ехать всю ночь. Во Флоренции, например, два вокзала. Центральный вокзал, от которого ходят скоростные поезда, закрывается на ночь, а проходящие более медленные поезда идут через другой вокзал. Большинство ночных посетителей этого вокзала, по-моему, ехать никуда не собирались. Меня удивило, что во время моего визита (в июле 1996 г.) стены некоторых домов во Флоренции были обклеены листовками с большим портретом И. В. Сталина. Итальянским языком я не владею, поэтому не смог прочесть, что там было написано. В 1996 г. проезд в дешевом поезде от Римини до Болоньи, от Болоньи до Флоренции и от Флоренции до Рима стоил 9 800, 13 200 и 24 400 лир, соответственно (1 доллар равнялся 1 600 лир). Один обратный билет из Рима в Римини (525 км) по тому же маршруту стоил дешевле (40 500 лир).

При посадке в итальянский или французский поезд нужно прокомпостировать билет. В бельгийском поезде билет можно купить прямо в вагоне у контролера, правда это обойдется

немного дороже, чем в кассе. Удовольствие проехать менее, чем за час от Брюсселя до Намюра стоило в 1998 г. 235 бельгийских франков (~7\$).

Цены на продукты и товары за рубежом могут меняться в несколько раз, в зависимости от места покупки, и могут быть значительно ниже, чем в Москве. Если есть возможность, то лучше проконсультироваться у местных жителей о дешевых магазинах и самому погулять не только по центральным улицам. В Намюре (Бельгия) каждую субботу в течение первой половины дня центральные улицы города превращаются в рынок. Аналогичный рынок работает в первой половине дня в воскресенье у вокзала Midi. Продукты продают сами крестьяне, и цены в несколько раз ниже, чем в магазинах и чем в Москве. Причем, чем больше килограммов продуктов покупаешь, тем ниже цена за килограмм. Крестьяне, продающие продукты, пользуются электронными весами и выдают чек (на российских рынках я такого не видел). На этом рынке я покупал высококачественные яблоки, апельсины, груши и помидоры за 20–25 бельгийских франков (BEF), а морковь — за 10 франков. Перед закрытием рынка я покупал 8-килограммовый ящик итальянского винограда за 50 BEF (в 2000 г. 1\$ = 42 BEF). Продавая продукты значительно дешевле, чем в Москве, бельгийские крестьяне зарабатывают на 1–2 порядка больше, чем российские крестьяне. За 1 BEF в Намюре можно сделать ксерокопию.

Подержанную одежду и другие товары в Брюсселе можно дешево купить на вещевых рынках, особенно если их продаст не профессиональный торговец, а богатый хозяин вещей. Например, я был свидетелем того, как на вещевом рынке в богатом пригородном районе (в центре Брюсселя живут бедные иммигранты) женщина, стоящая у роскошной машины, продавала модные джинсы, свитера и другие вещи по 10 BEF. Для сравнения одна поездка на городском автобусе стоила 50 BEF — в 5 раз дороже. Деньги продавщице, видимо, были не нужны, бесплатно выбрасывать вещи тоже не хотелось, а долго стоять и продавать желания не было.

В Берлине тоже довольно дешево, по цене одна марка за килограмм, покупал (как в супермаркетах, так и на рынке) отличные яблоки, которые в Москве стоили тогда в 3 раза дороже. Правда, в других местах цены могли быть гораздо выше. По приезду в Берлин купил в небольшом магазине кастрюлю. Посетив через некоторое время большой супермаркет, увидел, что такую кастрюлю можно было бы купить раза в два дешевле. В огромном зале супермаркета можно быть (если не час пик) одна–две кассирши. Такая кассирша может за час продавать больше продуктов и товаров, чем целый рынок в 50 продавцов у московского метро. Она за несколько секунд обслуживает покупателя с большой тележкой товаров, а наши продавцы могут подолгу дожидаться покупателя, который купит у них две–три груши. Некоторые иностранцы предпочитают ездить (на своей машине, разумеется) в далекий супермаркет, где товары чуть дешевле, чем в близких магазинах. Зато набирают кулечными товарами целую машину. Для других покупателей главное — купить побыстрее, а о цене они не задумываются. Так как психология покупателей различная, то существуют различные типы магазинов. Я в Москве предпочитаю раз в неделю или в две недели съездить на рынок у метро «Теплый стан» и купить побольше и подешевле, чем платить значительно дороже около дома. На Западе много автоматов по продаже билетов на метро (в том числе и проездных), сигарет, газет, шоколадок и другой мелочевки. У нас дешевле платить небольшую зарплату продавцам, чем покупать автоматы.

Цены на посещение платных западных музеев довольно существенны для российской зарплат. Однако, за рубежом много и бесплатных музеев. Например, в Вашингтоне все национальные музеи и зоопарк бесплатны, хотя в каждом зале с картинами находится полицейский (а не наша бабулька), а земельный участок, которым «владеет» каждый обитатель вашингтонского зоопарка, значительно больше, чем в московском зоопарке. Учитывая цены на землю в Вашингтоне, вероятно, большинство млекопитающих вашингтонского зоопарка являются миллионерами, и американским ученым приобрести такой участок земли не по карману. В начале 1990 г., когда я был в Вашингтоне, обильно цвели деревья и поэтому, несмотря на обилие машин, запах был таким, что, казалось, находишься внутри букета с цветами. Нам бы тоже не мешало контролировать уровень выхлопных газов, а то на улицах Москвы можно увидеть огромный грузовик, извергающий мощный черный поток газов. В Лондоне тоже можно бесплатно посетить немало достопримечательностей, например, знаменитый Национальный музей, Кафедральный собор святого Павла, Национальную галерею. Бесплатно можно посещать и действующие церкви (кроме Русского Православного собора в Нишце).

В Японии бесплатные туалеты есть не только на улицах, но и в метро. В некоторых организациях в США и Бельгии туалет был общим для мужчин и женщин: закрывающиеся

кабинки были, но писсуары стояли в общем коридорчике перед этими кабинками. На Киевском вокзале в Москве туалет в 1997 г. стоил 3 руб., то есть за минимальную месячную зарплату можно было сходить в туалет только 27 раз. На многих подмосковных пригородных станциях туалеты сломали или перепрофилировали. Интересы людей никого не интересуют, главное — прибыль. На Западе мне платным туалетом пользоваться не приходилось. Платные туалеты бывают, но только не на международных вокзалах или в музеях.

Российскому научному работнику не всегда по карману многие западные гостиницы. Дешевле всего, конечно, кемпинги. Они есть около многих городов. Например, в Париже мне попалась рекламка о кемпинге около станции RER «ST-LEU-D'ESSRENT» (tel. 44-56-08-48). Однако обычно, конечно, лучше жить в более комфортабельных условиях. Сам я не останавливался в молодежных общежитиях (youth hostels), но знаю научных сотрудников, которые остались ими довольны, хотя в Киото (Япония) некоторые из участников конференции через несколько дней перебрались из такого общежития в более дорогие гостиницы. Студенческий возраст для проживания обычно не обязателен, но в германских общежитиях цена для человека старше 27 лет может быть на четверть дороже. В зависимости от категории, цена может меняться от 13,5 до 40 DM. В комнате может проживать несколько человек, а днем с 10 до 17 многие общежития закрыты. Молодежные общежития есть практически в каждом западно-европейском городе. В одной Германии их более 600. Весной 1997 г. в Европе насчитывалась 461 гостиница «Formule 1» или «ETAP». Во Франции стоимость проживания в гостинице «Formule 1» (кратко «F1») не зависит от того, сколько человек (один или трое) проживает в номере, в 1996 г. составляла 119, 129 или 139 F (F — французский франк), в зависимости от времени года и расположения номера. В номере имеется душ, туалет, телевизор и двухспальная кровать, и еще одно спальное место расположено над ней. Стоимость завтрака одного человека — 22 F. Получить номер можно утром с 6.30 до 10 утра и с 5 до 10 вечера. Зарезервировав номер, нужно прибыть до 7 вечера. Если заранее оплатить первую ночь, то можно приехать и позже. После получения ключа от номера, попасть в гостиницу можно в любое время. Проживание в гостинице «ETAP» обходится дороже: 150–225 F на одного (плюс 15–20 F для дополнительного человека), завтрак стоит 24 F. В Бельгии стоимость номера в «Formula 1» равна 990–1 090 BF, а в Великобритании — 20–22,5 фунтов стерлингов. В Германии стоимость проживания одного человека в гостинице «ETAP» составляет 53–65 DM, плюс 12 DM за дополнительного человека. Телефоны для заказов во Франции: 08–36–685–685 (Formule 1) и 08–36–688–900 (ETAP); в Бельгии (Formule 1): 32–2720–2082 (fax: 2725–8788); в Великобритании (Formule 1): 0–181–741–1001; в Германии телефон общий: 0–89–63–002–285 (если звонить по этим телефонам из другой страны, то нужно не забывать еще набирать код страны, отбрасывая первый ноль для Великобритании и Германии). По французским телефонам можно бронировать номера гостиниц «Formule 1» и «ETAP», расположенных вне Франции. К сравнительно дешевым гостиницам относятся и гостиницы «IBIS». Телефоны: (33) 01–60–775–252 (Франция), (49) (6196) 483–807 (Германия), (44) (181) 746–3233 (Великобритания), (31) (20) 549–5444 (Нидерланды), (32) 0800–101–27 (Бельгия). Если вам нужно заказать гостиницу в Японии, то советуем обратиться в «Welcome Inn Reservation Assistance» по следующему интернетовскому адресу: <http://www.jnto.go.jp/03welcome/accomodations.html#WIG>.

Расскажу о проживании в кемпингах Финляндии и Швеции. В начале августа 1994 г. я посетил конференцию на Аландских островах. Эти острова находятся между Финляндией и Швецией. Хотя принадлежат они Финляндии, которой достались от царской России, живут там, в основном, шведы. Мне говорили, что местное законодательство запрещает продавать землю финнам. Конференция проходила в здании местного парламента. Я не получил местной поддержки на эту конференцию и поэтому решил от гостиницы отказаться. За небольшую плату поставил свою палатку в кемпинге на берегу моря. В кемпинге есть туалет, умывальник и душ. В основном здесь останавливаются автомобилисты. Расстояние от парламента до кемпинга оказалось меньше, чем до большинства гостиниц, где жили другие участники конференции. Кроме того, выходишь утром из палатки и купаешься в море, а не в ванной. Замка на палатке, разумеется, не было, но ничего из нее не пропало. Население Аландских островов невелико, но много отличных дорог, хотя некоторые из них пришлось вырубать в камне. Заключительный обед конференции был в Уппсальской обсерватории (Швеция). Хотя Уппсала — город не маленький, палатку поставил в кемпинге не так уж далеко от обсерватории.

На мой удивленный вопрос, откуда в Швеции такое большое количество негров, Х. Рикман (H. Rickman) ответил, что у них в Швеции демократия и поэтому шведы долго проверяют, не будет ли нелегально прибывшим неграм что-то угрожать в их родной стране, а за годы этой проверки негры капитально обосновываются в Швеции. По Стокгольму я гулял с американскими учеными Б. Марсденом (B. Marsden) и В. Ботке (W. F. Botke). Их в первую очередь заинтересовал музей, в котором находится большой старинный деревянный корабль «Vasa». Когда этот парусник спустили на воду, он сразу же перевернулся и затонул. Подняли его только в нашем веке, реставрировали и сделали для него музей. У нас в Кремле стоят Царь-пушка, которая никогда не стреляла, и Царь-колокол, который никогда не звонил. У шведов — корабль, который никогда не плавал.

Попасть на паром из Стокгольма в финский город Турку можно не только без паспорта, но и без билета. На посадку идет плотная толпа народу, которая машет билетами. Попробуй с расстояния нескольких метров за секунду разгляди, настоящий ли это билет, а тем более, на какой он рейс. В Турку с толпой я сначала вышел с парома в город, не заметив таможенников и паспортного контроля. Потом вернулся их искать, чтобы проставить в паспорте штамп о въезде в Финляндию. При выезде из Финляндии в Швецию я проставил аналогичный финский штампик (что сделали далеко не все россияне) и хотел, чтобы число штампиков было четным. В Швеции мне не удалось найти паспортный контроль, где можно было бы поставить аналогичные штампик (вероятно, его просто не существует), и по паспорту получилось, что вроде в Швеции я и не был, хотя из Финляндии на пару дней куда-то выезжал. Для получения же шведской визы в Москве мне пришлось три дня отмечаться в очереди в шведское посольство.

Из России попасть в Финляндию не так-то просто, как из Швеции. При частных поездках в паспорте вместе с визой указывается количество валюты, которое нужно иметь при пересечении границы. В вагоне поезда Москва—Хельсинки финские пограничники пересчитывали валюту у русских соседей по купе. У японца удовлетворились его кредитной карточкой. Я ехал на конференцию, и моя виза не требовала предъявления валюты. Осенью 1995 г. в Берлинском аэропорту у российских пассажиров тоже проверяли наличие валюты, но я вместо валюты показал приглашение, в котором говорилось, что мое пребывание в Бельгии оплачивается из гранта ESO, и распечатку e-mail'a, где говорилось, как добратся до берлинской гостиницы (в 1996 г. я уже с такой проверкой не сталкивался). Через полтора месяца на обратном пути в Москву в Берлине меня ждал следующий сюрприз. Приехав в Тегельский аэропорт, как было указано в билете, я обнаружил, что за это время Аэрофлот поменял аэропорт и теперь вылетать нужно из аэропорта в Шонефельде. Время у меня было, и я без проблем добрался до другого аэропорта, но я не завидую тем, кто приехал в Тегель после меня с большим багажом и детьми, израсходовав абсолютно всю валюту. Будьте бдительны, имея дело с Аэрофлотом! Весной 1995 г. авиабилеты на конференцию во Францию нам выдали в фонде Сороса. Билеты были куплены в США и были «полугодовыми», т. е., в отличие от апексных билетов, даты рейсов можно было менять. За несколько дней до вылета я что-то узнавал в кассе Аэрофлота и случайно выяснил, что для этих билетов нужно подтверждать не только дату возвращения из Парижа, но и дату вылета из Москвы. Я подтвердил дату как для себя, так и для Субхона Ибадова из Душанбе, с которым мы имели один компьютерный номер на два билета. Я сел в самолет нормально, а информация о подтверждении вылета Ибадова куда-то испарилась, и Субхона посадили в самолет только, когда прошли все остальные пассажиры и оказалось, что место в самолете есть.

В том же 1995 г. мне посчастливилось лететь на самолете, сидя на полу. Космонавт Г. Т. Береговой договорился, чтобы нескольких участников конференции «Тунгуска-95» бесплатно провезли на военном ТУ (с теми же креслами, как в обычном рейсовом самолете), который регулярно летает из Москвы на Дальний Восток. В Новосибирск мы летели в полупустом самолете. Однако обратный рейс был заполнен военными, и нам с трудом удалось договориться о посадке без мест. Может быть в том, что нас все-таки посадили, сыграло роль и то, что до того, как выяснилось, что мест нет, мы успели погрузить свои вещи в багажное отделение, и найти их там было бы не просто. Денег на то, чтобы жить в гостинице несколько дней до следующего рейса в Москву, у нас не было. Из Томска, где проходила теоретическая часть конференции, ее участников, среди которых были и иностранцы, возили зафрахтованным самолетом в поселок Ванавару, а оттуда вертолетом на место, над которым произошел взрыв тунгусского объекта. Раньше жители поселка регулярно летали за 20 руб.

на «большую землю». Теперь стоимость полета превышает месячную зарплату и выбраться из поселка трудно. Геологи, которых много в поселке, новой России оказались не нужны.

Из российских конференций я хотел бы отметить конференции, проводившиеся ежегодно в Институте теоретической астрономии. При посещении этих конференций можно было не только послушать доклады, но и побеседовать с сотрудниками института, посетить библиотеку и переписать программы. Директор ИТА РАН А. Г. Сокольский умел выкручиваться в новых условиях, и зарплаты сотрудников были выше, чем в нашем ИПМе. В 1998 г. институт был ликвидирован. В 2000 г. Институт практической астрономии, унаследовавший здание и большую часть сотрудников ИТА, возобновил такие конференции.

О достопримечательностях Парижа написано множество книг. Хочу отметить, что в Центре Помпиду, кроме Национального музея современного искусства, есть большая библиотека. В нее можно зайти без всяких документов даже с сумкой и полистать понравившиеся книги и журналы. Здесь есть также научная литература по астрономии.

В западно-европейских странах работает много арабов, негров, турок и других иммигрантов. В крупных городах (например, в Париже, Берлине, Брюсселе) существуют целые районы, где практически не встречаешь коренных европейцев. Родсаемость у иммигрантов высокая, поэтому в будущем в некоторых странах, например во Франции, белые могут оказаться в меньшинстве. Хотя в целом в Европе еще довольно чисто, но я встречал немало мест, грязнее, чем в Москве. В Париже можно встретить закрытый вход в подземный переход, заваленный двухметровым слоем мусора, или негритянку, заплывавшую семечками весь вагон метро. Возвращаясь вечером в Берлине из института в комнату, где я жил, я старался не ждаться эскадрилью, сидя на скамейке, — около нее все было густо заплывано, хотя каждый день платформы убираются.

Сам я никогда не курил, так же как родители и деды, но при поездках в США в качестве сувениров брал сигареты. При посещении обоих американских институтов оказалось, что никто в них не курит. По официальным сведениям десятилетней давности, процент курящих мужчин в СССР был равен 70, а в США — 33. То есть, где-нибудь на заводе курящего американца можно обнаружить. Однако, найти курящего американского научного работника мне не удалось.

В самолете, летящем из Санта-Барбары в Сан-Франциско, я так долго изучал американскую газету с заметкой о похолодании в России, что борт-проводница заинтересовалась, какое мне дело до российских морозов. Из аэропорта в Сан-Франциско ходит недорогой рейсовый автобус. Я не нашел его стоянки и сел в первый попавшийся автобус, который объезжал основные гостиницы. Заплатил дорожку, зато в автобусе познакомился с американской парой, которая каждый год приезжает на несколько дней полюбоваться этим городом. Эта пара и показала мне город. В самом центре Сан-Франциско в море в нескольких метрах от набережной установлены огромные плоты, на которых находится лежбище морских львов. Здесь не зоопарк. Это место морские львы облюбовали десятки тысяч лет назад и приплывают сюда из океана каждый год. Одна из достопримечательностей Сан-Франциско — это район, называющийся Чайна-таун (китайский город). Здесь вывески на китайском языке, а в школьном дворе играют только китайские дети. Некоторые китайские женщины, живущие в этом районе, не знают английского языка и практически никогда не покидают Чайна-таун. Сан-Франциско расположен на крутых холмах, и поэтому вместо обычного трамвая по городу ходит фуникулер. До продажи Аляски на территории Сан-Франциско жили русские, и поэтому один из холмов называется русским холмом (Russian hill). Я зашел в магазин «Russian Hill Grocery * Beer * Wine». Никаких русских товаров в продаже не было, а продавщица не знала, почему магазин так называется.

В г. Нара, первой столице Японии, (затем столица переехала в Киото, а сейчас находится в Токио) уже более тысячи лет по улицам гуляют олени. Изредка пробегают рикши. В прудах плавают огромные стаи красивых рыб. В Москве при просмотре фотографий этих стай мне сразу же задался вопрос: «А ловить их можно?» При входе в храмы, магазины и старые японские дома нужно снимать обувь и надевать тапочки. Воровства в Японии нет, поэтому никаких номерков за оставляемую обувь не полагается.

Как и в современной России, в Америке и Западной Европе на улицах часто можно встретить попрошаек и бездомных. Правда, в отличие от наших, их бездомные более опрятны и предпочитают спать в спальных мешках и нередко выбирают место для ночлега на самых оживленных улицах. Включив в лондонской гостинице телевизор, я сразу попал на большую передачу, посвященную бездомным английским детям. В берлинском метро в вагон, в котором я ехал, однажды три раза подряд входили местные попрошайки (хотя я езжу в московском метро каждый день, но такого в Москве не встречал). Один из пассажиров встал с места

и под дружный хохот стал их пародировать. У меня есть несколько снимков японцев, спящих на улицах городов, но попрошайек в Японии я не замечал. По пути на съезд МАС в Киото одну ночь провел на скамейке в Токио О. П. Быков из Пулковской обсерватории, который не рассчитал сумму, необходимую на железнодорожные билеты, и ждал помощи от оргкомитета. Узнавайте до отъезда цены на транспорт и гостиницы в той стране, куда вы отправляетесь, иначе можете пополнить ряды бездомных.

Я во время зарубежных поездок от воровства не страдал. Однажды в Институте теоретической физики Калифорнийского университета в Санта-Барбаре выронил в туалете кошелек, где было долларов 20, но его нашли и передали в секретариат. Двери многих домов в университетском городке были стеклянные, но я не слышал, чтобы их разбивали. Кстати, продать свой дом в этом городке кому угодно нельзя. Покупатель должен работать в университете. Не во всех районах США безопасно. Житель Лос-Анжелеса, находящегося не так уж далеко от Санта-Барбары, советовал ходить по этому городу только днем и группой. Я поздно вечером гулял по Вашингтону, но Дж. Везерилл, к которому мы с Т. В. Рузмайкиной приехали в марте 1990 г., в первый же вечер показал улицы, по которым лучше не ходить. В Японии на улицах часто можно увидеть просто так стоящие велосипеды, на которых нет никаких противоугонных приспособлений. Около Калифорнийского университета в Санта-Барбаре я неоднократно видел остовы велосипедов, прикованные к железным трубам велосипедной стойки. Сиденья, колеса и все что можно снять, с них украл. Поэтому сотрудники, остающиеся на работе до позднего вечера, часто затаскивали велосипеды к себе в кабинет.

В Лондонском университете меня первым делом предупредили, чтобы, выходя из комнаты, я всегда запирал дверь. В берлинский Институт планетных исследований без пропуска не попадешь, но кредитные карточки и деньги, оставленные в комнатах, пропадают регулярно. Сотрудник, приехавший из московского Института космических исследований, оставил около компьютера свой дипломат. Через некоторое время вскрытый дипломат нашли в туалете.

В своем родном ИПМ я забывал часы в общественной компьютерной комнате, терял при переходе из одного здания в другое, но всегда получал их обратно. Будучи студентом МГУ, я два раза лишился портфелей (первый раз перед экзаменами со всеми конспектами), когда забежав на короткое время в читальный зал, оставляя их у дверей зала. Школьником я ездил в деревни к дедушкам в Вологодскую область, и там тогда еще никто никогда не запирает домов. Иногда на главном входе (второй вход, со стороны помещения для скота, оставался открытым) ставили палочку, указывающую, что хозяев нет дома. Один из дедов жил километрах в пяти от г. Череповец рядом с огромными металлургическим и коксохимическим комбинатами. На комбинатах работало много бывших и нынешних заключенных, но ни одна морковка с огорода или что-нибудь из незапертого дома у деда не пропала. Сейчас у запертых дач выламывают двери, а урожаи с садовых участков регулярно воруют. Еще несколько лет назад никто в Москве и не слышал, что такое железная дверь в квартиру, теперь и обычная железная дверь не является преградой для взломщиков. В Японии в старых зданиях окна и двери часто сделаны из бумаги, но никто их не взламывает. Проф. В. В. Емельяненко, прожив несколько месяцев в Ливерпуле, однажды обнаружил, что квартира, где он жил, обворована. Местные англичане «успокоили» его, что раз в несколько лет всех обворовывают.

Великобритания славится тем, что в ней можно получить бесплатную медицинскую помощь. К участковому врачу можно записаться на следующий день. Однако, если он решит, что недуг не угрожает здоровью пациента, то приема к специалисту можно долго ждать. Один из россиян, работая в Лондонском университете пост-доком, сломал ногу, катаясь на горных лыжах во Франции. Там ему оказали помощь. Вернувшись в Лондон, он пошел на перевязку и ждал своей очереди около 10 часов. «Я-то мог и посидеть, — говорил он, — но сколько в этой очереди сидело больных, только что получивших травмы». Жена другого россиянина, работавшего в Великобритании более двух лет, в начале пребывания в этой стране записалась на обследование и вернулась в Россию, так и не дождавшись, когда подойдет ее очередь. В США в некоторых организациях работники получают хорошую медицинскую страховку, но я знаю американцев, которые страховки не имеют и оплачивают полную стоимость лечения.

Судя по разговорам с немцами, социализм в ГДР был более жестким, чем в СССР. У них не член партии практически не мог стать начальником или поехать за границу. Я как-то сказал одному бывшему восточному немцу, что у нас беспартийный И. Г. Петровский в 1951–1973 гг. был ректором МГУ. Он ответил: «У вас не было второй России за границей».

§ 3. Наука в СССР и России

Многие астрономические исследования проводились в СССР на довольно высоком уровне. Например, современная планетная космогония фактически зародилась в Институте физики Земли АН СССР. Спрашивая зарубежных ученых: «Почему вы стали заниматься планетной космогонией, — я неоднократно получал ответ — прочел монографию В. С. Сафронова «Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет»». Дж. Лиссауэр (J. Lissauer) из США удивлялся, что я не использую то, что живу рядом с В. С. Сафроновым.

В то же время в СССР было много «НИИ ничего», значительная часть сотрудников которых практически ничего полезного для страны не делала. Минводхоз, имея огромный бюджет, часто только портил земли, роя каналы там, где они были не нужны.

Структура цен в СССР принципиально отличалась от западной. В 1990 г. стоимость проезда в метро в Вашингтоне в зависимости от расстояния менялась от 85 центов до почти 3 долл. В социалистической Москве можно было проехать любое расстояние на метро за 5 коп., а на трамвае за 3 коп. Стоимость купейного билета из Москвы в Ленинград равнялась 12 руб., а во Владивосток в плацкартном вагоне можно было доехать за 57 руб. (оклад доктора наук равнялся 400 руб.). Еще в октябре 1991 г. за проживание в ленинградской академической гостинице я платил 3 руб. 40 коп. в день. В США за килограмм хлеба надо заплатить несколько долларов. В СССР килограммовая буханка ржаного хлеба стоила 12 коп., а бородинского — 20 коп. Сейчас (цены в данном приложении приводятся на июль 1998 г., когда доллар был немного больше 6 руб.) 800-граммовая буханка бородинского стоит 3 руб. 60 коп., а одна поездка на московском метро — 2 руб. (раньше за 3 руб. можно было купить проездной на месяц). В 1998 г. зарплата доктора наук в академическом институте (которую к тому же теперь платят не вовремя и не полностью) в текущих рублях примерно в 2 раза превышала зарплату 50–80-х годов. Однако цены после 1991 г. увеличились в десятки раз. По транспортным услугам, хлебу, крупам и картошке покупательная способность советской зарплаты не уступала американской. Кубометр обрезных досок стоил 90 руб., а не 200 \$ как на Западе, но за фирменные джинсы можно было заплатить столько же. По электронике доллар «весил» в десять с лишним раз больше, чем рубль. Видеомагнитофон в СССР мог стоить почти столько же, сколько небольшой садовый домик. Косметический набор, который я купил в магазине посольства СССР в США за 75 центов, в Москве стоил несколько десятков рублей. Многие довольно толстые советские книги стоили не больше рубля, а не десятки долларов, как в США. Не все товары всегда лежали на полках советских магазинов. Иногда нужно было побегать, чтобы купить нужный товар.

В отличие от современной ситуации, цены на московских рынках при социализме были выше (иногда в несколько раз), чем в магазинах. Качество рыночных продуктов было в целом выше магазинных, поэтому рынки не пустовали. Существовали платные поликлиники. Визит к профессору стоил 3 руб. 50 коп. (к другим специалистам меньше), а минимальная зарплата была около 80 руб.

Низкая стоимость картошки и овощей, определялась, в частности, низкими расценками на их уборку и сортировку. Так как в брежневский период крестьяне и рабочие за такие деньги работать не хотели, то эту работу, часто бесплатно или за символическую плату, выполняли студенты, инженеры и научные работники. Институтам приходила разнарядка направить столько-то человек на «картошку», «сенокос» или на овощную базу, и кандидаты и доктора наук подбирали за комбайном картошку, сортировали и грузили овощи или рубили лед на зимних улицах. Во многих НИИ за это давали отгулы, и некоторые их работники были этим даже довольны. У нас в ИПМ график работы был достаточно свободным, и добровольцев не было. Иногда на овощной базе одновременно работала большая часть отдела, и число известных ученых, рубящих гнилую капусту, было больше, чем на солидной конференции. Некоторое повышение расценок на уборку и сортировку овощей, и, соответственно, цен на них, могло бы привести к тому, что нашлись бы желающие заниматься такой работой за деньги. Бесплатная рабочая сила студентов и интеллигенции развращала руководителей совхозов и строек. Зачем совершенствовать организацию труда, если всегда приплот шефскую помощь. Иногда просили прислать помощь, даже если она была в данный момент не нужна, полагая, что иначе райкомы могут решить, что совхозы могут справляться и своими силами. Нередко совхозы предпочитали не покупать картофелеуборочные комбайны, а использовать картофелекопалки. Дешевле было платить студентам символическую сумму за подборку картофеля.

Писатель Д. А. Гранин в путевых очерках, повествующих о своей поездке в Австралию и написанных в 1966 г., рассказывал об одном австралийском поэте. На поэтический труд в Австралии не прожить, и поэт Роджер без всяких наемных работников сам обслуживал 70 коров. Роджер говорил, что он мог бы держать и вдвое больше коров, но тогда не оставалось бы времени на поэзию. В России такое стадо может обслуживать большое число человек. Как-то летом меня послали «на сенокос» в подшефный совхоз «Высоковский», и несколько дней я помогал пастуху выгонять коров. Часов в 10 утра стадо (по-моему, состоявшее не более, чем из 80 голов), выгонялось на пастбище. Как только стадо достигало лужайки, его сразу же, не дав порвать травки, гнали к обеду обратно в коровник на дойку. После обеда коровы часто оставались в коровнике. Тут уже коровам было не до молока, как бы вообще с голоду не помереть. Как-то пришли утром, электричества в коровнике нет. На следующий день пастух сказал, что нашли причину повреждений и, видимо, кто-то из доярок, чтобы не доить коров и денек отдохнуть, обесточил коровник. В начале 60-х (еще во времена Н. С. Хрущева) я ездил к деду в деревню в Вологодскую область. Там один пастух с мальчиком-подпаском рано-рано утром выгоняли не меньшее колхозное стадо и пасли его на лугах до позднего вечера, где коров и доили вручную. В деревне было домов тридцать, и к колхозному стаду присоединялось не меньшее число частных овец и коров. Корова в каждом дворе была обычно одна, но зато овец около десятка. Летом 1998 г. во время конференции в Намюре нас возили смотреть пещеру на юге Бельгии. Из автобуса было видно большое число пасущихся коров и лошадей. Пастухов при них не было, и животные сами паслись на огороженном пастбище. Не раз нас (участников конференции в Блуа) возили на автобусе по Франции. Вокруг огромные ухоженные поля, а тех, кто их обрабатывает, мы так и не видели. Казалось, что все это растет само по себе.

До 1991 г. в библиотеках можно было достать все основные западные публикации, но прямых контактов с западными учеными было меньше, чем сейчас. Чтобы послать статью в зарубежный журнал, нужно было получить разрешение президиума АН СССР, доказав, что основные результаты уже опубликованы на русском языке. Правда, не все ученые следовали этим правилам. Как-то «на картошке» один доктор наук сказал, что редакция иностранного журнала попросила его срочно написать заказную статью, но вот пришлось на две недели поехать убирать картошку. Я спросил его, как он посылает статьи за рубеж. «Очень просто, — ответил он, — Иду на почту и посылаю». Международное сотрудничество с западными странами всегда было в России и СССР недостаточным. Наука есть только одна, и не может быть социалистической, капиталистической или областной науки.

На Западе ученые редко читают многие российские журналы, которые переводятся на английский язык. Поэтому исследователь, публикующийся только на русском языке и хорошо известный в России, может быть не известен за рубежом. Работы преподавателя областного университета, опубликованные в местных изданиях, могут быть не замечены в Москве, а по своему уровню могут не удовлетворять требованиям московских журналов. П. Л. Капица писал: «Трагедия изоляции от мировой науки работ Ломоносова, Петрова и других наших ученых-одиночек и состояла только в том, что они не могли включиться в коллективную работу ученых за границей, так как они не имели возможности путешествовать за границу. Это и есть ответ на поставленный нами вопрос о причине отсутствия влияния их работ на мировую науку» (*Кедров Ф. Цепная реакция идей. М.: Знание. 1985. С. 31–32*).

Западные ученые часто меняют тематику исследований. Сразу же после открытия новых небесных объектов (например, объектов пояса Эдгеверса—Койпера) появляется множество работ, посвященных изучению этих объектов. В России многие научные работники предпочитают продолжать исследования, начатые десятки лет назад и мало кого сейчас в мире интересующие, а не браться за новые, актуальные темы. Поэтому работы российских ученых, посвященные новым проблемам, могут иногда находить немного читателей в России. В отличие от многих российских товаров, не выдержавших конкуренции с западными товарами, в России проводится немало фундаментальных исследований мирового уровня. Поэтому уничтожение российской науки, которое может завершиться в ближайшем будущем, является преступлением перед всем человечеством.

Падение престижа научного работника и преподавателя в России происходило давно. В 50-е годы научный труд был одним из самых престижных в СССР и зарплата научного работника в несколько раз превышала среднюю зарплату по стране. Академики и члены-корреспонденты АН СССР получали прекрасные дачи. Однако в течение следующих 30 лет ставки научных работников не менялись, хотя средняя зарплата по стране к 80-м годам выросла

в несколько раз. Инженер на заводе мог зарабатывать гораздо меньше, чем рабочие, которыми он руководил. Он ведь, как и вся интеллигенция, принадлежал всего-лишь к прослойке, а не к классу-гегемону. Во многом это падение престижа и зарплаты было также вызвано тем, что среди инженеров и научных работников стала значительной доля сотрудников, которые мало что реально делали. Некоторые НИИ стали раем для тунеядцев, а высококвалифицированный специалист зарабатывал лишь немного больше бездельника. Кстати, посещение работы не означает, что от сотрудника может быть какой-то прок на работе. Все зависит от его квалификации и отношения к работе. Как справедливо указывал Аркадий Райкин в своих интермедиях, государству могло быть выгоднее, если бы такой сотрудник на работу не ходил. Навести порядок с оплатой труда и с трудовой дисциплиной вполне можно было и в рамках социализма, правда при этом некоторым сотрудникам, имевшим дипломы о высшем образовании, но не способным к квалифицированному труду, пришлось бы поменять работу.

Чем больше было подчиненных в НИИ, тем больше была зарплата руководителя. Во многих местах, чтобы стать старшим научным сотрудником, нужно было иметь подчиненных. По аналогии с армией, где на одного майора должно приходиться столько-то солдат, сержантов и лейтенантов. В итоге работа, которую мог сделать один квалифицированный сотрудник, иногда делалась немаленькой группой. Чтобы увеличить зарплату мелкому канцелярскому работнику, его переводили на ставку научного работника или инженера, чем обесценивали эти должности. В дореволюционном романе «Инженеры» Н. Г. Гарина-Михайловского всего лишь один молодой инженер, нанимая рабочих, построил железную дорогу. В СССР вся работа инженера могла заключаться в том, чтобы раз в день отнести колоду перфокарт начальника на ЭВМ, может быть, перебив по его указанию пару карточек. Вместо того, чтобы больше платить высококвалифицированным работникам и поставить заслон ссоры, шло резкое увеличение числа должностей инженеров и научных работников. В СССР в 1984 г. было 1,5 млн научных работников — четвертая часть всех научных работников мира. Хотя, по-моему, в богатом государстве лучше взять на работу небольшой процент слабых научных работников (если через какое-то время подтвердится неспособность работника к научным исследованиям, то уволить), чем рисковать отвергнуть молодого сотрудника, который еще может проявить себя.

Всех выпускников государство трудоустривало, но не все из них были настоящими специалистами. Вводимая сейчас система бакалавров и магистров позволяет не учить слабого студента тому, что ему в жизни не потребуется. Сотрудники сектора, дублировавшего в нашем отделе расчеты по управлению космическими аппаратами, говорили, что число сотрудников, выполнявших эти же расчеты в двух других организациях, было на порядок больше. Приток молодежи не должен был иссякать, значит, нужно было сокращать число сотрудников, переставших реально работать. Академик И. Е. Тамм одним из главных недостатков научных учреждений считал «фактическую несменяемость состава научных сотрудников». Заведующий одним из отделов ГАИШ жаловался мне, что, защитив кандидатскую диссертацию, многие научные сотрудники считают, что теперь до конца жизни можно не работать. Когда я рассказывал иностранцам, что у нас в отделе был старший научный сотрудник (сейчас он уже умер), за последние 30 лет не получивший ни одного результата и ничего (даже маленьких тезисов) за это время не опубликовавший, они, разумеется, в это не могли поверить, отмечая, что если у них научный работник перестанет получать научные результаты, то сразу же будет уволен. У нас иногда логика такая: пенсия у человека маленькая, пусть он и от института еще что-то получает. Если бы при социализме было сокращено число непродуктивно работающих специалистов, то можно было бы оставшимся платить значительно большую зарплату, а число рабочих вакантных мест в стране сократилось бы, и экономика СССР от этого только выиграла бы. В студенческие годы я был удивлен, прочитав данные о числе студентов на 1 000 жителей. В высокоразвитой ГДР оно было меньше, чем в гораздо менее развитой Северной Корее.

Главная проблема одновременного сокращения числа научных работников и значительного повышения их окладов (по такому пути реформировали науку в Восточной Германии после ее объединения с ФРГ) состоит в том, по каким критериям будут отбирать оставшихся. Вполне вероятно, что в России доля настоящих ученых при таком сокращении может только уменьшиться. Логика начальника может быть такого типа: 1) дочь N ничего из себя не представляет, но N — мой старый, полезный знакомый; 2) вся работа сотрудницы M состоит в том, чтобы отнести раз месяц бумажку, но относит она эту бумажку лично для меня, а талантливый сотрудник P работает много и плодотворно, но развивает теорию, которая противоречит моим

исследованиям; 3) сотрудник Q давно ничего не делает, но он работает в институте уже много лет, а сотрудник R хоть и талантливый, но молодой; 4) уволью-ка я лучше сотрудников P и R.

Нужна максимальная гласность при аттестации научных работников. При социализме каждые три года кандидат и каждые пять лет доктор наук проходили переаттестацию. Однако часто она была формальной, и почти ничего не делающие сотрудники ее благополучно проходили. Широко распространенная в мире система договоров, заключаемых с сотрудниками на несколько лет, позволяет эффективно избавляться от неквалифицированных сотрудников. Чтобы не было возможности «не выносить сор из избы», желательно приглашать на аттестации представителей других подразделений и институтов. Конечно, научный вклад ученого не прямо пропорционален числу его публикаций, но если долгое время публикаций совсем нет, то обычно это свидетельствует о том, что науке такой сотрудник не нужен. Так как у статьи может быть более десятка авторов, то наряду с числом публикаций N стоит также ввести понятие средневзвешенного числа публикаций $N_m = \sum_{k=1}^N (1/n_k)$, где n_k — число соавторов k -й публикации.

После 1991 г. качественный состав работников науки не улучшился, так как молодежь почти полностью ушла, а среди оставшихся было немало тех, кто остался только потому, что с их квалификацией и отношением к работе их больше нигде бы не взяли. В то же время большинство самых квалифицированных ученых старше 40 лет науку совсем не покинули (некоторые, правда, уехали из России). Однако многие из них большую часть времени занимаются не наукой, а подработкой на стороне, и постепенно теряют квалификацию. Уравниловка в оплате труда в науке после 1991 г. только усилилась. Раньше все сотрудники хотя бы более менее регулярно появлялись на работе, хотя даже присутствие человека целый день на рабочем месте не означает, что он что-то полезное делает. Теперь сотрудник, уделяющий науке часть дня в неделю, получает столько же, сколько и тот, кто работает всю неделю с утра до вечера. Однако требовать интенсивной работы за мизерные деньги тоже нельзя.

Двадцать лет назад в академические институты распределялись самые лучшие выпускники. Теперь никакая молодежь в науку практически не идет. Поэтому по мере того, как умирают ученые старшего поколения, наука в России постепенно угасает. Каждой узкой темой занимается немного ученых, а иногда и всего один исследователь. Поэтому, если даже в каком-то будущем на развитие науки будут отпущены большие деньги, то оставшиеся в живых ученые не смогут передать молодежи знания из тех областей науки, все представители которых покинули этот мир. В этом — коренное отличие ученых от шахтеров, численность которых при притоке финансирования всегда можно довольно быстро увеличить. Шахтеры хорошо организованы и умеют выбивать из правительства деньги, а интеллигенты вместо того, чтобы сплотиться в борьбе за свои права, предпочитают ограничиваться кухонными разговорами. Если научный работник или преподаватель не требует зарплаты, то зачем правительство будет ему ее платить? Чем сильнее птенец в гнезде раскрывает рот, тем больше червячков получает.

При другом отношении властей к науке и к собственному народу мне не пришлось бы в голову включать в книгу по астрономии материал, относящийся к финансированию науки и к экономическому положению в России. Однако проблема выживания науки, и, в частности, динамической астрономии, тесно связана с общим положением в России. Социализм в СССР имел много недостатков, и от прихода Б. Н. Ельцина к власти народ ждал перемен к лучшему. Однако, я думаю, мало кто ожидал, что новые правительства фактически начнут уничтожать науку, армию и промышленность в России. Если новые хозяева России будут продолжать заботиться только о личном обогащении, то наука в России просто исчезнет и некому будет читать астрономические книги и обсуждать, как движутся небесные тела. С № 1 за 1991 г. по № 2 за 1998 г. тиражи журналов «Астрономический вестник» и «Земля и вселенная» упали больше, чем в десять раз, — с 2959 и 48 850 экземпляров до 233 и 1 871 экз., соответственно, хотя уровень статей, по моему мнению, не ухудшился.

Уменьшение расходов на науку после 1991 г. связано, по-моему, с тремя основными факторами: 1) сокращение ВВП (внутреннего валового продукта), 2) разворовывание национального богатства России, 3) уменьшение доли науки в ВВП. Остановлюсь подробнее на этих факторах.

1) До «реформ» Е. Гайдара я думал, что стоит СССР значительно сократить военные расходы, то сразу можно начать жить гораздо лучше. Ведь вместо холодной войны гораздо лучше было бы жить в мире с другими странами и тогда совсем не обязательно было бы стремиться

иметь вооружений больше, чем во всех остальных странах вместе взятых (у меня очень хорошие отношения с американскими, европейскими и японскими учеными и делить мне с ними нечего). Хотя, учитывая огромные размеры России, наличие в ней богатейших природных ископаемых, а также перенаселенность соседних азиатских стран, доля военных расходов в России должна быть больше, чем во многих других странах. Вспомним, сколько за историю человечества было уничтожено воинственными соседями племен, городов и государств. Понаравилось европейским колонизаторам несколько веков назад земли в Америке, и большинство индейцев было уничтожено. Отмечу, что исход гражданской войны в России был во многом определен тем, что многие офицеры-дворяне воевали в Красной Армии, так как видели в большевиках единственную силу, способную отразить иностранную агрессию, возродить могучую Россию и не дать ей распасться на множество мелких государств. По данным, опубликованным 5 июня 1998 г. в статье С. Рогова «Ядерное оружие в многополярном мире» в «Независимой газете», военные расходы США и СССР ранее составляли по 300–350 млрд долл. в год и выше (в нынешних ценах), а военные расходы России запланированы на 1998 г. в размере 60 млрд руб. (10 млрд долл. по обменному курсу, а по паритету покупательной способности — от 20 до 30 млрд долл.). Так что на военном бюджете, а также из-за прекращения помощи другим странам, современная Россия экономит очень много, только в чьи карманы ушли эти деньги? На Западе состояния обычно сейчас делают, производя новую высококачественную продукцию или услуги. У нас в последние годы предпочитали грабить остальных россиян, например, вывезти природные богатства, а деньги за них положить в свой карман, или присвоить деньги вкладчиков, или выплатить себе астрономические зарплаты и премии, а подчиненные пускай работают бесплатно. Причем грабить таким образом можно было безнаказано. Западные бизнесмены говорят, что никакого капитализма в России нет, есть просто бандализм.

Непродуманные реформы после 1991 г. привели к катастрофическому обвалу промышленности и с/х и превратили одну из двух сверхдержав мира во второразрядную страну, ставшую сырьевым придатком западных стран. С 1990 по 1997 г. ВВП России сократился в 2 раза. На 1998 г. утвержден бюджет, составляющий всего 10 % от бюджета РСФСР в 1990 г. и 4 % бюджета США (Молния. 1998. № 7). В 1992 г. валовой национальный продукт (ВНП) России составил лишь 11,3 % ВНП Японии, имеющей меньшее население (Пиенников В. В. Технология народного благосостояния // Вестник Российской академии наук. 1998. Т. 68. № 5. С. 452–457). Со времен М. С. Горбачева страна живет в долг. Сейчас Россия, по данным ООН, по своим социально-экономическим показателям занимает 67-е место в мире (Советская Россия, 16 мая 1998 г.). В относительно благополучной Москве объем промышленного производства в 1996 г. составил 24 % от уровня 1990 г., а в машиностроении — менее 7 %, например, производство легковых автомобилей уменьшилось с 182 тыс. до 3 тыс., а производство магнитофонов — с 302 тыс. до 2,6 тыс. (Правда Москвы, март 1997 г.). Спад промышленности в Москве был вдвое больше, чем в целом по России, а москвичи живут в среднем гораздо лучше остальных россиян. Более 2/3 доходов страны формируется за счет ренты от использования топливно-сырьевых ресурсов. Обладая значительной частью мировых запасов полезных ископаемых и лучшими черноземами, Россия не может обеспечить большинству россиян нормального существования.

Для сравнения с современным развалом России отметим, что после Великой Отечественной войны без всяких западных кредитов СССР довольно быстро восстановил огромные потери. В 1948 г. (через 2,5 года после окончания войны) объем промышленного производства превзошел довоенный уровень, а в 1950 г. превысил его на 73 %.

Сильно пострадала в последние годы не только наука и образование, но и армия. Приведу для сравнения два факта. После ввода почти миллионной группировки советских войск в Чехословакию в 1968 г. на Западе полагали, что для оккупации всей Западной Европы СССР потребовалось бы 2–3 дня. В 90-е годы российская армия не смогла одолеть несколько тысяч легко вооруженных чеченцев, вооружение которым во время боевых действий оперативно поставлялось с тех же российских заводов (вопрос о том, кому нужна была эта война, мы здесь не рассматриваем). По данным проверки счетной палаты Федерации, современная боеспособность ВВС близка к нулю. Генерал Л. Рохлин, возглавлявший в Госдуме Комитет по обороне, констатировал, что армия находится на грани развала.

По официальным данным, к началу 80-х годов расходы на здравоохранение в нашей стране составили 5 % от ВВП, а сегодня — 1 % (Арбузова Е. Усыпи меня, как собаку // Мир

новостей. 1998. № 36. С. 3), причем приближенные к власти получают высококвалифицированную бесплатную медицинскую помощь, а многим другим гражданам часто приходится платить за медицинские услуги. С 1991 по 1997 г., несмотря на приток иммигрантов из других стран СНГ, население России сократилось на 4,2 млн человек, причем с 1993 г. превышение смертности достигало 1 млн в год. Средняя продолжительность жизни мужчин сократилась до 57 лет (для сравнения: в Японии она равна 76 годам). Только в Африке настоящее время есть страны с близкими показателями мужской смертности, да и то там они, в основном, определяются большой детской смертностью.

Для сравнения отметим, что, несмотря на Первую мировую и Гражданскую войны, эмиграцию, эпидемии и голод население России (СССР) выросло с 1913 по 1926 г. на 8 млн человек (в сопоставимых границах), а к 1939 г. (несмотря на сталинские репрессии) еще на 23,6 млн человек. Кроме того, в конце 30-х годов население СССР увеличилось еще более, чем на 20 млн человек, за счет присоединения Западной Белоруссии, Западной Украины и Прибалтики. (Народонаселение стран мира. Под ред. Б. Ц. Урланиса. Изд. 2-е. М.: Статистика. 1978). С 1976 по 1986 г. оно увеличилось на 23,2 млн человек (с 255,6 до 278,8 млн). В 1984 г. число умерших на 1 000 человек населения в Советском Союзе было меньше, чем, например, в Австрии, Великобритании, ФРГ, Бельгии, Швеции... (Новое время. 1986. № 44. С. 32).

Ж. Медведев в статье «Почему мы рано умираем?» (Поиск. 1996. № 36—37. С. 14) приводит следующие данные. По числу фатальных отравлений (48 342 мужчины и 14 555 женщин в 1993 г.) Россия вышла на первое место в мире. В России в 1993 г. было совершено 45 060 убийств, в США — 26 254. Число самоубийств мужчин возросло с 26 796 в 1988 г. до 46 016 в 1993 г. Почти 20 000 человек в год умирает сейчас от туберкулеза. Каждая из этих цифр значительно превышает советские потери во время войны в Афганистане.

В 1997 г. Россия вышла на первое место в мире по потреблению алкоголя на душу населения — 13–14 литров в год (Метро. № 114 от 21 июля 1998 г. С. 2). Часто именно злоупотребление алкоголем способствует ранней смерти российских мужчин, хотя официальная причина смерти может быть другой. Например, один мужчина в пьяном виде свалился с лесов и разбился насмерть, другой поскользнулся и упал, ударившись головой, а сослуживцы, увидев его на полу, не повезли в больницу, а уложили на кровать, решив, что он просто как всегда пьян.

Средний уровень образования в России снизился с 10,4 года в 1990 г. до 9,6 лет в 1996 г. По данным президента Международной академии наук высшей школы В. Шукшунова, в нашей стране около тридцати процентов детей школьного возраста не ходят в школу, а число беспризорных детей в возрасте от семи до шестнадцати лет равно трем миллионам (Булакова Н. Иммунодефицит в государственном масштабе. Поиск. 1997. № 52. С. 3). Председатель Детского фонда Альберт Лиханов отмечает: «В конце Отечественной войны в Советском Союзе было 678 тыс. детей-сирот. Теперь только в России — 573 тыс., и ежегодный прирост десятки тысяч... Не выдерживая жизненных испытаний, они, эти взрослые, бросают детей». (Владимир Коробов, Альберт Лиханов. На Руси общественная копилка — сосредоточие бед // Независимая газета, 5 июня 1998).

2) По-моему, главные беды российской науки даже не в том, что сократился ВВП, а в том, что многие новые хозяева России заинтересованы, в основном, только в личном обогащении, причем иногда и незаконным путем. По мнению Ю. Лужкова, «несправедливая передача собственности — это страшная, опасная ошибка» и «Чубайс 100 % собственности отдал криминалу» (Агламишьян В. Мнимый фальстарт Лужкова // Независимая газета, 22.10.1998. С. 3). Во время Гражданской и Великой Отечественной войн в СССР находились возможности поддержать науку, потому что руководство страны думало о будущем. Современная Россия, согласно международным оценкам, по преступности и коррупции стоит на четвертом месте в мире за Нигерией, Боливией и Колумбией. А. В. Коржаков, бывший начальник Службы безопасности президента, в интервью еженедельнику «Аргументы и Факты» отмечал, что воруют в таких огромных количествах, что в это даже невозможно поверить. По расчетам бывшего министра внутренних дел А. Куликова, только за 1992–96 гг. «новые русские» укрыли за рубежом от 150 до 300 млрд долл., а по неофициальным данным — более 623 млрд долл. (Шарапов В. Г. СССР (Лекция 2. После Сталина) // Дуэль. 1998. № 14). По данным Н. Шмелева (Шмелев Н. Весь мир финансируем мы // Аргументы и факты. 1998. № 35. С. 4), в 90-е годы из России «сбежало» 300–400 млрд долл., а по оценкам газеты «Московский комсомолец» от 4 сент. 1998 г. — более 1 трлн долл. Отношение суммы вывезенных за границу денег

к числу россиян превышает те зарплаты или пенсии, которые многие россияне получили за последние 7 лет. Если еще посмотреть на роскошные новые особняки, построенные за эти годы по всей России, и обилие дорогих иномарок на московских улицах, то ясно видно, куда ушли невыплаченные зарплаты большинству россиян и почему не было денег на российскую науку. Л. С. Соколов, аудитор счетной палаты Федерации, на лекции в ИПМ весной 1998 г. приводил множество примеров выявленного воровства. Вот один из примеров. Проверки показали, что из 13 трлн руб., выделенных на восстановление Чечни, до этой республики дошло только 0,2 трлн руб., а остальные деньги остались в пределах Садового кольца. По мнению Л. С. Соколова, все в стране разворовывается и ничего не изменится, пока не изменится политическая ситуация и не будут выкинуты все воры.

После того, как правительства Е. Гайдара и В. Черномырдина полностью ограбили вкладчиков государственного сбербанка (в частности, отняв «гробовые» деньги пенсионеров), способствовали созданию и краху финансовых пирамид, дав возможность большинству организаторов пирамид и по сей день жировать на сворованные у народа деньги, никакие банки в России у многих граждан большого доверия не вызывают. Когда в Германии несколько лет назад лопнул один частный банк, остальные банки расплатились с его вкладчиками, чтобы не подрывать доверия населения к банкам. Пока не будет доверия к российским банкам, трудно заставить даже честных предпринимателей не переводить деньги за границу.

Даже по отношению официальных доходов 10 % самых богатых граждан к 10 % самых бедных (равному 16) Россия перегнала развитые зарубежные страны, где это отношение, в основном, не превышает 10. Заметим, что в СССР отношение таких доходов было почти такое же, как и в развитых капиталистических странах. В начале 1998 г. в Москве соотношение доходов 10 % наиболее обеспеченного населения и 10 % наименее обеспеченного населения составляло 47,6 раза (Лукьянов В. Цена рабочей силы // Мир вакансий. № 24 от 29 июня — 5 июля 1998 г.), причем доходы большинства научных работников были заметно ниже среднего уровня. На самом деле это соотношение может быть гораздо больше, так как многие доходы богатых россиян ни в какую статистику не входят.

В Ницце я обратил внимание на меню дорогого ресторана, которое было приведено на русском и французском языках. Другие языки отсутствовали, т. к., видимо, американцам и немцам ресторан был не по карману.

В телевизионном интервью программе НТВ 18 июня 1998 г. академик В. Н. Страхов отмечал, что каждый год за границу вывозится 50 млрд долл., а 1,5 % россиян имеют 56 % доходов и должны были бы платить 90 % всех налогов. Академик считает, что пора прекратить насыщение этих 1,5 % и прокурорский надзор помог бы изъять украденные у народа деньги, но законы в России не выполняются.

По мнению председателя счетной палаты РФ Х. Кармакова, денег нет, потому что правительство не умеет или не хочет собирать налоги, управлять госимуществом. Даже Б. Федоров, руководитель государственной налоговой службы, признает, что «если взять всех наших богатых, и если взять ту зарплату, которая скрыта в виде депозитных схем, то на самом деле удвоить бюджет, в принципе, возможно» (Аргументы и факты. 1998. № 25. С. 10). По его данным, только на аренде квартир в Москве для иностранцев государство теряет за счет неуплаты налогов от 1 до 3,5 млрд долл. в год. Последняя цифра почти вдвое превышает годовые расходы России на науку.

Чиновник с небольшой официальной зарплатой строит себе огромный дворец, и прокуратура не интересуется, откуда он такие деньги взял. Число чиновников в современной России (1 110 тыс.) в два раза больше, чем во всем Советском Союзе (500 тыс. при Хрущеве и 643 тыс. при Горбачеве, данные из газеты «Аргументы и факты», № 22, 1998). Ежемесячная зарплата государственных чиновников в России часто еще до августа 1998 г. исчислялась тысячами денонмированных рублей, а даже на мизерную зарплату бюджетников (в том числе, и ученых) у государства денег не хватает. От чиновников не отстает и законодательная власть. Как сообщает еженедельник «Аргументы и факты» (Татьяна Негреба. Депутаты и кризис // Аргументы и факты. 1998. № 42. С. 7), ежемесячная зарплата рядового представителя законодательной власти составляет порядка 1 000 долл. в рублевом эквиваленте с учетом ежемесячной индексации (плюс многочисленные доплаты и льготы), и ежемесячную пенсию по новому проекту им должны платить в 750 долларов.

По-моему, одной из главных причин развала СССР явилось желание руководителей республик и других местных чиновников получить побольше власти, денег и привилегий. Пред-

ставим себе, что три немецких земли выделились бы из ФРГ. Наоборот, произошло объединение Западной и Восточной Германии. Разве немецкие земли меньше отличаются между собой, чем Россия, Украина и Белоруссия? Ведь долгое время Германия представляла собой независимые княжества, Германская империя была провозглашена лишь в 1871 г., а до 1918 г. Бавария и Саксония были королевствами. Разница между диалектами немецкого языка больше, чем между русским и украинским языками. Можно ли также вообразить, что в США президент, узнав об импичменте, приказал бы расстрелять Конгресс из тяжелых танков, а американские артисты, поэты и музыканты сокрушались бы при этом о том, что пролито мало крови?

3) Финансовая олигархия, правящая Россией, живет, в основном, за счет вывоза природных ресурсов и финансовых спекуляций. Ей не нужна развитая промышленность в России и, соответственно, не нужны наука и широкое образование. Царская Россия тоже вполне довольствовалась тем, что большинство населения (73,7 %) было неграмотно, а в высших учебных заведениях занималось только 127 тыс. студентов (к 1930 г. неграмотность в СССР была полностью ликвидирована, а число студентов в 1984 г. составило 5,3 млн). К сожалению, многие в современной России живут сегодняшним днем, стараясь урвать лично себе побольше, не думая о том, во что превратится Россия в недалеком будущем, и будет ли она вообще существовать как независимое государство. Полный развал России с ее огромным ядерным потенциалом Западу опасен, но могучий конкурент ему тоже не нужен.

В 1995 г. Россия по доле расходов на науку в ВВП уступала даже Индии. Согласно Закону о науке и научно-технической политике, расходы на науку должны составлять 4 % от расходной части бюджета. В относительно благополучном 1997 г. они составили 2,06 %, а к 2001 г. должны снизиться до 1,82 %.

В отличие от многих из тех, кто правит сейчас Россией, я никогда не был членом КПСС. Сотрудники по работе удивлялись моей критике многочисленных недостатков, которые были при социализме. Однако, после развала СССР, по-моему, в целом положение в стране, и особенно в науке, стало гораздо хуже. Даже во время Великой отечественной войны, когда враг стоял у ворот Москвы, находились средства на закупку иностранных журналов. Фашисты и то поддерживали астрономию в оккупированных ими странах.

Французский ученый Анри Пуанкаре писал: «Уровень цивилизации зависит от науки и искусства». Приведенные выше цифры расходов на науку показывают, что действия последних правительств России приводят к уничтожению цивилизации в нашей стране. Без образования и науки не может быть процветания и будущего государства. Если бы люди все время не изобретали что-то новое, то до сих пор обходились бы, в лучшем случае, палкой-копалкой и дубиной. Конечно, счастье людей определяется в значительной мере их взаимными отношениями, а не уровнем научно-технического прогресса (НТП), но НТП позволяет сделать жизнь более полноценной, комфортной и продолжительной. Кто-то из великих сказал: «Человек отличается от животного способностью к творческому самосозданию». Животные тоже могут любить, добывать пищу, строить жилища и воевать, но творить им не дано.

В газетах часто писали, что на тарифные ставки нельзя прожить. У нас в ИПМ (Институте прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН) их полностью более-менее регулярно платили только с 1997 г., а долгое время зарплата выплачивалась без надбавки за степень и из расчета минимальной зарплаты, которая была давным-давно. Конечно, многие институты как-то выкручивались и жили лучше ИПМа, но немало институтов находились не в лучшем положении. Значительная часть ИПМа сдана в аренду, и не у всех институтов есть столько свободных площадей. Во времена Е. Гайдара на мою месячную зарплату (около 5 долл.) нельзя было купить килограмм сыра, а стоимость самого дешевого отечественного холодильника равнялась нескольким годовым зарплатам. В США 5 \$ — это минимальная часовая (а не месячная!) зарплата самого неквалифицированного работника, а для квалифицированных работников она еще выше. В коридоре ДТМ (Отделения земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне) на видном месте висела информация о минимальных зарплатах для работников различной квалификации.

Приведу некоторые данные о зарплатах в марте 1992 г. Официальная минимальная зарплата в России равнялась 340 руб. Зарплата ученых в некоторых НИИ при учебных ВУЗах была меньше этой минимальной зарплаты, так как на них этот минимум не распространялся. Зарплата научных работников в некоторых московских институтах РАН (типа нашего ИПМа) составляла около 500 руб. (и эту зарплату иногда приходилось ждать по два-три месяца,

за которые цены убегали далеко вперед). Стоимость питания заключенного в московской тюрьме равнялась 1 200 руб., т. е. значительно превышала зарплату ученого, который еще платил за квартиру и транспорт и кормил семью. Минимальная зарплата, предлагавшаяся в Москве неквалифицированным рабочим, — 2 000 руб. Зарплата водителя московского автобуса — 7 000 руб. Зарплата шахтера на Севере — 30 000 руб. (в 60 раз больше, чем ученого). При этом было в несколько раз дешевле покупать уголь в Польше, чем дотировать Воркутинские шахты. В некоторых районах хирург получал в 5 раз меньше, чем дворник.

До 1997 г. обычно моя зарплата старшего научного сотрудника колебалась от 1/5 до 1/3 от средней зарплаты по стране, а иногда опускалась меньше минимальной пенсии по Москве (пенсионеры имели еще право на бесплатный проезд) и чуть превышала стоимость единого проездного билета по Москве (Ипатов, 1996 ж). Стоимость жизни в Москве выше, чем в целом по стране, и в последние годы средняя московская зарплата существенно превышала среднероссийскую. К научным работникам это не относилось, хотя в Лондоне зарплата в университете выше, чем в остальном Королевстве.

Лучшие научные работники и инженеры России вынуждены уезжать за границу, чтобы иметь возможность работать по специальности, не умирая с голоду. Больше нигде в мире научные работники не относятся к самым низкооплачиваемым категориям населения. Генофонд России убывает, а зарубежные страны бесплатно получают высококвалифицированные кадры. На появляющуюся вакансию на Западе всегда много местных желающих, которым отдается предпочтение, и то, что россияне все-таки устраиваются на работу, говорит о том, что они на голову выше местных претендентов. Шутливое определение американского университета как места, где русские профессора читают лекции китайским студентам, не так уж далеко от истины. Уровень высшего образования с Советском Союзе был довольно высок и практически в любом американском или западноевропейском университете или институте можно встретить бывших советских ученых. В эпоху перестройки эмигрировали, в основном, евреи, сейчас уезжают представители всех национальностей. Прилетев весной 1990 г. в Вашингтон и поднимаясь в первый день в лифте гостиницы, я начал было спрашивать по-русски соседа по лифту, какой этаж ему нужен, опомнился, начал переходить на английский, но оказалось, что сосед-еврей всего пару лет назад эмигрировал из СССР, сейчас работает в американском университете и приезжал в тот же Отдел Земного Магнетизма Института Карнеги, куда приехал я. Через два года, посетив Калифорнийский Университет в Санта-Барбаре, я встретил уже не только бывших советских евреев, но и русских, имеющих контракты на несколько лет. Некоторые молодые россияне устраиваются в американские университеты преподающими аспирантами, одновременно учась в аспирантуре и преподавая, чтобы оплатить свое обучение. В Астрономическом Отделении Лондонского Университета значительная часть дискуссии на моем выступлении была на русском языке, на что проф. Ян Роксбург (Ian W. Roxburgh), директор этого отделения, сказал: «Я всегда говорил, что русский язык — это второй язык нашего отделения». В Берлинском институте планетных исследований секретаршами работают коренные немки, а на научных должностях немало наших бывших россиянок, вышедших замуж за немцев. Большинство сотрудников этого института составляют восточные немцы, многие из которых учились в СССР и говорят по-русски практически без акцента. Удивившись обилию русской речи в метро и магазинах в Берлине, я получил от одной бывшей россиянки ответ: «Так ведь значительная часть советской группы войск в Германии в ней с семьями и осталась» (насколько я понял, это касалось в основном не россиян, а военнотружеников, призванных из других республик СССР). Поток российских специалистов идет не только в Западную Европу и Северную Америку, но и в Латинскую Америку. Академик Ю. Осипьян пишет: «Вызывает удивление не то, что ученые уезжают, а то, что они остались... Незвизирая на огромные потери российской науки, она все-таки жива — во многом благодаря тому, что большинство российских ученых сохраняют чувство ответственности за будущее своей страны» (Осипьян Ю. А. Что имеем — не храним // Поиск. 25 июля — 7 августа 1998 г. № 31—32. С. 4).

В российской науке практически не осталось молодежи. Средний возраст научных кадров в НИИ, КБ, проектных институтах — 58–60 лет. Если раньше в нашем ИПМ только комсомольская организация насчитывала более 300 человек, то теперь лишь единицы моложе 40 лет. Десять лет назад в нашем отделе было много сотрудников моложе меня. Сейчас, постарев на 10 лет, я стал одним из самых молодых сотрудников отдела. В нашем секторе из 11 человек четверо являются пенсионерами и еще двое скоро ими станут. В июне 1998 г., когда я писал это приложение, ставка 10-го разряда (младший научный сотрудник) равнялась

239,4 руб. (еще минус налоги), а ставка 7-го разряда (лаборант) — 165,6 руб. Для будущих читателей еще раз напомним, что летом 1998 г. один доллар немного превышал 6 руб. Единый проездной билет по Москве стоил 180 руб., а ведь надо еще было платить за жилье и еду. Заметим, что средняя начисленная месячная зарплата москвичей (включая социальные выплаты) в 1997 г. составила 1 682 руб., а в мае 1998 г. — 1 757 руб. при среднероссийском показателе в 1 097 руб. (Метро. 1998. № 124). Минимальная пенсия по Москве с 1 марта 1998 г. равнялась 400 руб. Городской транспорт и пригородные автобусы бесплатны для пенсионеров. В фильме «Так жить нельзя» С. Говорухин, сравнивая пустые полки магазинов в российской глубинке в конце 80-х годов с тюремным пайком и тюремным магазином, говорит, что он не считает, что заключенные хорошо питаются, но не понимает, почему на свободе люди питаются хуже. Аналогично скажем, что, конечно, уровень жизни российских пенсионеров очень низкий, но почему многие добросовестно работающие бюджетники живут гораздо хуже? Этот фильм С. Говорухина, обличавший положение дел в СССР, во многом помог Б. Ельцину прийти к власти. Однако увидев, к чему привели страну новые руководители, С. Говорухин активно включился в предвыборную кампанию Г. Зюганова в 1996 г. Правительство С. Кириенко, как и правительство Е. Гайдара, считало, что для борьбы с инфляцией бюджетникам (кроме внутренних войск и чиновников) зарплату лучше не платить. Как будут существовать миллионы людей без зарплат, их не волновало.

В середине 1998 г. минимальная зарплата в России составляла 83 руб. 49 коп. (практически такой же она была и при социализме, когда цены были в десятки раз ниже). Что можно купить на такие деньги? В Татарстане средняя зарплата ниже, чем в Москве, однако минимальный размер заработной платы установлен по уровню прожиточного минимума и составляет 350 руб. Почему бы правительствам Москвы и всей России не последовать этому примеру? Разве нельзя для низкооплачиваемых работников ввести хотя бы льготные билеты (пусть именные с фотокарточкой)?

В бюджете на 1998 г. правительство запланировало ассигновать на науку около 13 млрд руб., а на образование — немногим более 11 млрд руб. Для сравнения отметим, что до августа 1998 г. 1 долл. превышал 6 руб., в октябре вырос до 18 руб., а в США только бюджетные ассигнования на науку и образование составили в 1997 г. 72 и 104 млрд долл., соответственно (Ракитов А. И. Прогноз развития науки и технологий в России на период до 2025 г. // Вестник РАН. 1998. № 8. С. 746–753). В 1998 г. правительство урезало финансирование науки на 26% по сравнению с госбюджетом на 1998 г. Однако даже из этого нищенского лимита РАН в апреле и мае было выделено только 50%, зарплата за июль была выплачена в конце сентября, а зарплату за август и сентябрь правительство решило вообще в 1998 г. не выплачивать. Таким образом, личное состояние только Б. А. Березовского (3 млрд долл.) не меньше всех расходов на науку и образование в 1998 г.

Значительная часть бюджета (34,3% в первом квартале 1998 г., что в 20 раз больше, чем на всю науку) в 1998 г. шла на выплату процентов по займам. На каждого россиянина, включая грудных детей, приходится около 1 000 долл. государственного долга. Значительная часть финансовых займов, берущихся в западных странах, не идет на развитие промышленности, что позволило бы в будущем успешно расплатиться с долгами. Как цитировала газета «Труд» (№ 130 за 1998 г.), по мнению австрийской газеты «Прессе», вся зарубежная финансовая помощь пропадала в некоем «бермудском треугольнике» между бывшей номенклатурой и новой мафией.

Для сравнения с нынешним положением научно-технических работников, напомним, что в 1953 г., когда страна тратила основные средства на оборону, молодой специалист-инженер получал 900–1 000 руб., а продукты стоили дешевле, чем сейчас (килограмм черного хлеба — рубль, говядины — 12,5 руб., молока — 2,2 руб.).

При сравнении доходов населения, кроме цен, нужно еще учитывать, что при социализме многие граждане бесплатно получали квартиры и покупали по низкой цене путевки в дома отдыха, санатории и пионерские лагеря. Сейчас в Москве квартира стоит десятки тысяч долларов, и купить ее на зарплату научного работника РАН невозможно, даже если копить всю жизнь. Все образование при социализме было бесплатное. В настоящее время экономическое и языковое образование в вузах все больше становится платным, и даже в государственных школах с родителей нередко требуют подарки для школы.

Трудно представить невыплату зарплат в срок в СССР или США. Я не помню, чтобы при социализме у нас в институте выдали зарплату хотя бы на день позже. В современной России

(особенно для бюджетников) многомесячные задержки выплаты зарплаты стали нормой. В то же время в последние годы за счет превышения экспорта над импортом государство имело неплохие валютные резервы. Государственные чиновники не задумываются о том, как многодетная мать, месяцами не получающая своей мизерной зарплаты, сможет прокормить своих детей.

В статье «Тест на протест», опубликованной в газете «Поиск» в № 25 за 1998 г., Ю. Миловидов отмечает, что одним из источников капитала в России является недополученная заработная плата, а работники, не борющиеся за ее выплату, способствуют нарушению закона. По его мнению, «у нас появится заработная плата, когда профсоюзы на всех уровнях поставят под контроль формирующийся капитал», и нужно «ввести уголовную ответственность за задержку заработной платы». «Ничего легкого сейчас не бывает. За свои права, свои интересы надо бороться».

Развитые страны все больше объединяются, уменьшают разницу в доходах между бедными и богатыми, строят бесплатное жилье для менее обеспеченных слоев, увеличивают число студентов. Страны ЕЭС собираются вводить единую валюту. И только современная Россия идет в противоположном направлении.

Некоторые из богатых россиян довольны тем, что государство слабое, так как со слабым государством можно не делиться своими доходами. Не лучше ли им способствовать созданию сильного государства, заботящегося о всех гражданах, и войти в историю, не в качестве государственных преступников, а цивилизованных организаторов промышленности? В интересах богатых граждан ради самосохранения стоит подумать и о народе, который нельзя грабить до бесконечности, что чревато социальным взрывом.

Со стороны может показаться, что можно жить и без фундаментальных наук. Однако любое здание без фундамента долго не простоит. Моему соседу по садовому кооперативу, чл.-корр. РАН В. В. Белецкому поставили садовый домик на несколько небольших бетонных камней. Весной домик сошел с фундамента. Его поставили обратно, но следующей весной опять пришлось поднимать его домкратом и на этот раз делать более солидный фундамент. Кстати, во время написания этого приключения в выходные я устанавливала забор вокруг своего садового участка. Проходящая мимо женщина сказала, сколько с нее за забор запросили рабочие. Получилось, что за день своей работы по установке забора я сэкономила свою месячную зарплату доктора наук.

Новые результаты в области фундаментальных наук часто дают толчок для решения прикладных задач. По-моему, есть принципиальное отличие в требованиях к работникам фундаментальной и прикладной наук. При решении прикладных задач требуется много специалистов, которые могут хорошо действовать по известным методикам. В фундаментальных науках главное — получать принципиально новое знание, и поэтому здесь не требуется большое число исполнителей. Разработав основные принципы управления полетом космических аппаратов (КА), многие ученые занялись другими проблемами, и задача управления стала, в основном, технической. Провести расчеты по известным формулам для конкретного КА инженер может ничуть не хуже, чем тот исследователь, который эти формулы получил.

Я не призываю к тому, чтобы наукой в России сейчас занимались только те ученые, которые ведут исследования на мировом уровне. Если в областном университете нельзя достать даже российских научных журналов, а некоторые лучшие зарубежные журналы вообще не выписывает ни одна библиотека России, то нельзя требовать от сотрудников этого университета прекрасного знания состояния работ в мире. Сначала государство должно обеспечить им возможность нормально работать. Прежде, чем бросить человека в воду, нужно научить его плавать, а то выживут только единицы. Также и в экономике. Для возрождения российской промышленности нужно ей помочь, например, увеличить роль государства в управлении экономикой и таможенные пошлины на некоторые зарубежные товары, уменьшить внутренние цены на энергоресурсы и вывоз капитала за границу, ликвидировать теневую экономику и привлечь иностранный капитал для создания современных предприятий.

Советские товары были вполне добротными, хотя часто были более энергоемкими и не такими совершенными и модными, как на Западе. Вполне можно было носить отечественную одежду и смотреть отечественный телевизор. На отечественных ЭВМ проводились расчеты мирового уровня. Зарубежные товары стоили дороже советских. Богатые люди могли позволить купить западный телевизор, но большинству граждан он был не по карману. За счет завышения цен на предметы роскоши дотиrowались товары повседневного спроса. Создавая конкуренцию, уменьшая постепенно цены на западные товары и помогая отечественной

промышленности улучшать качество выпускаемых товаров, государство могло бы постепенно создать конкурентную отечественную промышленность.

То, что быстрое введение в России дикого рынка и устранение государства от помощи национальной промышленности ни к чему хорошему не приведет, было известно задолго до преобразований Гайдара и Чубайса, уничтоживших значительную часть российской промышленности. В 1987 г. Г. Попов в интервью Н. Аджубею (Новое время. 1987. № 31. С. 18–21) отмечал, что нельзя просто освободить производителя, а экономический рынок можно осуществить только с помощью центра, который должен увеличить усилия на ключевых отраслях научно-технической революции. Будущий мэр Москвы говорил: «Ситуация тут в чем-то напоминает середину двадцатых годов, когда стало ясно, что на путях нэпа поднять экономику можно только за полвека, не скорее». В самых развитых капиталистических странах денационализация групп предприятий затягивалась на долгие годы. Мудрый Китай движется от социализма к рынку постепенно, и его национальный доход достаточно быстро растет. В Японии меня удивило то, что цены на некоторые продукты питания (например, на некоторые овощи) в несколько раз выше, чем в США и Европе. При свободной конкуренции с зарубежными продуктами такого быть не может. Значит, японское правительство сознательно ограничивает импорт, чтобы помочь своим крестьянам.

Рыночная экономика давно работает во многих странах «третьего мира», однако уровень жизни и развития экономики во многих из этих стран сильно уступает не только уровню развитых капиталистических странах, но и уровню, достигнутому в СССР и восточно-европейских социалистических странах. Например, ГДР с населением в 17 млн человек входила в десятку промышленных государств мира, хотя и уступала ФРГ по производительности труда и конкурентоспособности товаров. И. Явлинский в статье «Плачут “осси”, злятся “весси”» (Комсомольская правда, 3 октября 1995 г.) отмечал, что только три процента продукции, производимой на территории бывшей ГДР, признаны конкурентоспособными с западными товарами.

Академик О. Богомолов (Новое время. 1987. № 1. С. 20) писал, что «в европейских странах СЭВ энергоемкость национального дохода выше, в среднем, примерно в 1,4 раза, металлоемкость — в 1,6–1,7 раза, а общественная производительность труда составляет примерно 60 процентов от ее уровня в странах ЕЭС». Большая часть продукции обрабатывающей промышленности в СССР не отвечала мировым стандартам. Тот факт, что при Л. И. Брежнев затраты топлива, энергии и материалов на производство единицы продукции не улучшались по сравнению со среднемировыми показателями, по-моему, во многом определялся тем, что в это время уменьшался престиж инженеров и научных работников и отношение их зарплаты к средней зарплате по стране. В эпоху застоя боялись дать много заработать высококвалифицированным специалистам и энергичным труженикам. Зарплата мало зависела от того, был ли куплен товар, и соответствовал ли он мировому уровню. Приказано было сверху внедрить что-то новое, — внедряли, а рисковать и проявлять самим инициативу были готовы далеко не все руководители предприятий. По-моему, главным тормозом успешного развития социализма в СССР было то, что плохо выполнялся главный лозунг социализма: «каждому по труду», подразумевая под трудом, сколько полезного человек сделал для общества, а не то, сколько часов он без толку просидел в НИИ или сколько никому ненужных деталей сделал на заводе. Если певец собирал многотысячную аудиторию, а изобретатель позволял обществу сэкономить миллионы рублей, то можно было бы дать им возможность получить какой-то процент от заработанной ими суммы, а не ставить жесткие пределы их доходам. В развитых западных странах механизм конкуренции выбраковывал неумелых и ленивых, а талантливые, трудолюбивые и энергичные добивались успеха. В тех же капиталистических странах, где основными механизмами обогащения было не производство высококачественных товаров и услуг, а различные махинации, коррупция и ограбление своих соотечественников, (то есть «лозунг каждому по труду» выполнялся хуже, чем в СССР), экономика не достигла больших высот, а большинство населения живет в нищете.

Гонка вооружений приводила к тому, что основные финансовые, научные и инженерные силы СССР направлялись на развитие оборонной промышленности, которая довольно успешно конкурировала с военной промышленностью западных стран. Однако бремя военных расходов, ложившихся на одного советского гражданина, было больше, чем на американца, немца или японца, так как руководство Советского Союза стремилось производить вооружений столько, сколько все западные страны вместе взятые. Капиталистический Гонконг, ставший частью Китая, вполне уживается с социалистическим материком. Вполне можно было бы

мирно жить капиталистическим и социалистическим странам, производя легковые машины вместо танков и строя квартиры вместо пусковых установок ядерных ракет. СССР затрачивал огромные средства на помощь тем развивающимся странам, которые провозглашали, что идут по социалистическому пути. Производству товаров народного потребления в СССР уделялось меньше внимания, чем распространению социализма по всему миру. Военное противостояние Западу способствовало изолированности Советского Союза от развитых капиталистических стран международного сообщества и ограничивало возможности получения новых технологий.

Очень многое зависит от общего отношения граждан страны к труду. В США в почете индивидуализм, а в Японии, наоборот, — общинный дух, но обе страны успешно развиваются потому, что в обеих странах большинство населения очень трудолюбиво. Вспоминается эпизод на московском заводе, где я после первого курса работал в рамках московского стройотряда. Рабочие в цехе, куда я попал, трудились меньшую часть рабочего дня. Бригадир говорил: «На сегодня хватит. Вот останемся вечером и тогда сверхурочно за повышенную плату доделаем».

Как и в Японии, в СССР пропагандировалась система пожизненного найма. Только японцам, привыкшим хорошо трудиться, она часто дает преимущества перед американцами-индивидуалистами, а в Советском Союзе позволяла многим сотрудникам ничего на работе не делать. При И. В. Сталине дисциплина, в частности, держалась на страхе наказаний. При Л. И. Брежневе жестких наказаний не стало, а трудящиеся не всегда были материально заинтересованы хорошо работать. В отличие от большинства протестантов, некоторые россияне предпочитают практически ничего не делать и мало получать, чем стремиться к высокооплачиваемой работе, где нужно активно трудиться. Еще тысячу лет назад герои русских сказок по 30 лет лежали на печи. Другие россияне, наоборот, работают так интенсивно, как не могут себе даже представить немцы или американцы.

В СССР не поощрялись переходы с одной работы на другую. Главным критерием при распределении путевок в санатории, садовых участков или юбилейных медалей часто был стаж работы в данной организации, а не трудовые успехи.

Большим преимуществом социалистической науки я считаю создание крупных институтов, где можно было заниматься наукой, не отвлекаясь на преподавание или другие виды зарабатывания денег. Конечно, чтение спецкурса студентам по своей тематике только помогает лучше осмыслить научные результаты. Однако, если половина времени уходит на чтение общеобразовательных курсов, то научным исследованиям это не помогает. Проводить же занятия по высшей математике или теоретической механике преподаватель без степени может ничуть не хуже академика. Автор многих книг, член-корр. РАН В. В. Белецкий сказал, что те два года, которые он читал в МГУ курс теоретической механики, пропал для науки и поэтому на полную ставку в МГУ он не хочет переходить, хотя там платят гораздо больше, чем в нашем ИПМе. В 1992 г. я спросил Джека Лиссауэра, бывшего тогда профессором университета в Нью-Йорке: «Хотел бы ты заниматься только наукой?» «Конечно, только где я найду такое место», — был ответ лауреата престижной научной премии. Через несколько лет ему все же удалось найти «такое место». Сейчас в России многие научные сотрудники вынуждены подрабатывать в нескольких местах и глубоко заниматься наукой не в состоянии. В случае равной квалификации пять научных сотрудников, работающие по одному дню в неделю, не могут получить такие же результаты, как один сотрудник, работающий всю неделю. Определенный минимум времени сотрудникам приходится расходовать на то, чтобы быть в курсе научных результатов, полученных в мире. Аналогично, если ваша зарплата возрастет вдвое, то количество средств на покупки возрастет более, чем в два раза, потому что нужно еще платить за квартиру и транспорт.

Подавляющее большинство публикаций приходится на меньшую часть научных работников, продолжающих интенсивно работать, в основном, только из любви к науке. Поэтому за последние годы общий объем публикаций в журналах существенно не изменился, хотя число научных работников сократилось, а некоторые сотрудники сейчас в науке только числятся (например, на тот случай, если частное предприятие, где они сейчас реально работают, лопнет). Соответственно возникает вопрос: все ли из тех, кто не публикуется или редко публикуется, нужны науке?

Конечно, не все перемены в 90-е годы произошли к худшему. Прекрасным нововведением последних лет я считаю создание Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ), который очень много сделал для развития науки в России. Желательно, чтобы доля

отчислений в этот фонд возрастала. Раньше активно работавший ученый получал столько же, сколько и тот, кто ничего не делал. Сейчас появился стимул работать лучше, чтобы получить грант (хотя распределение денег на грант, в основном, определяется числом его участников, что приводит к тому, что в некоторых грантах преобладают «мертвые» или «чуть живые» души). Средства грантов РФФИ для многих ученых являются единственной возможностью приобрести оборудование. Рукопись этой книги набрана и напечатана на ЭВМ и принтере, купленными за счет средств грантов РФФИ, а издается книга тоже за счет гранта РФФИ. Благодаря грантам РФФИ я неоднократно приобретал билеты на различные (в том числе и зарубежные) конференции.

К сожалению, в 1998 г. чиновники стали диктовать руководителям грантов РФФИ, сколько процентов средств в каждом поступлении денег нужно использовать на поездки, сколько на оборудование, сколько на материалы и сколько на зарплату. При такой системе использовать грантовые деньги стало сложно, особенно, если число участников гранта маленькое. Вы получите, например, 300 руб. на оборудование, 200 руб. на командировки и 400 руб. на расходные материалы. Когда придут следующие деньги и сколько их будет, никому не известно. В командировку на такие деньги вы никуда не уедете и оборудование никакого не купите. Сегодня бросить все деньги на поездку, а потом купить оборудование вы не имеете право. Придется вам не снимать деньги до конца года (а деньги в банках в это время крутятся), а потом расходовать часть из них туда, куда бы вы не хотели. Часть денег пропадет совсем, потому что вы не можете поехать в конце декабря в командировку так, чтобы точно израсходовать отпущенные на командировки деньги, или с точностью до рубля выписать счет на оборудование. Оплачивать расходы на материалы и оборудование в 1998 г. нужно было только безналичным образом. Большую часть года поступлений не было, а нужно было покупать бумагу и расходные материалы и эти товарные чеки стали ненужными бумажками. Вам нужно срочно купить пачку бумаги или дешевую перегоревшую микросхему в компьютере. Даже если у вас на гранте есть уже поступившие деньги и вам удастся найти магазин, который бы продал по безналичному расчету товары на небольшую сумму, ждать получения товаров придется несколько дней. При социализме было только одно ограничение на расходование грантовых денег: небольшой фиксированный процент шел на зарплату, зато остальные деньги можно было расходовать как угодно.

С 2000 г. расходование денег с грантов стало чуть проще, но с 1999 г. мне перестало везти с заявками на гранты РФФИ.

Одним из удобств, произошедших в последние годы, стала отмена выездной визы и возможность оформлять визы самому, а не через иностранный отдел Академии Наук. Работники иностранного отдела АН обычно начинали оформлять визы в самый последний момент, даже если ученый приносил им все необходимые документы за полгода, и поездка ученого за границу во многом зависела от того, соизволит ли девочка из этого отдела вовремя отвезти документы в посольство. Зная много случаев, когда ученые получали визы вечером за день до отлета (например, В. С. Сафронов и Е. Л. Рускол осенью 1992 г. получили паспорта с визами поздно вечером, а рано утром следующего дня самолет уже вылетал в США) или уже, когда их самолет уже улетел (что, как мне рассказывала Рускол, примерно в это же время произошло с каким-то член-корром), я в заявках указывал дату вылета на несколько дней раньше. Два раза при поездках в США я тем самым сберег свои нервы, но на третий раз получилось следующее. Конференция в Аризоне начиналась 5 января 1993 г., и я указал, что хотел бы вылететь в самом конце декабря. На этот раз визу в США оформили не в последний момент, но наша выездная виза требовала, чтобы я вылетел не позднее 30 декабря. Билетов перед Новым годом не было, я, вернувшийся менее двух месяцев назад из США, поленился переоформлять выездную визу, а потом ждать возможного появления билетов и никуда не полетел.

В. В. Белецкий, прочитавший это приложение, считает, что часто дело было не только в девочках, а проблема была в том, чтобы получить разрешение ЦК и выездную визу. В августе 1984 г. он должен был лететь с заказным докладом на международную конференцию, которая проходила в Лингби — пригороде Копенгагена. За день до отъезда всем членам делегации, кроме двух, выдали паспорта и билеты. В. В. Белецкому сказали прийти на следующий день, когда самолет с другими участниками конференции уже улетел. В этот день ему выдали паспорт и билет на рейс, который был на два дня позже. На свой доклад В. В. Белецкий не успел и прочел его в свободное «окно» в другой день. Информацию о переносе доклада прочли не все, и аудитория уже была заполнена меньше, чем в тот день, когда ждали его доклад.

Создание конкурирующих издательств я тоже считаю положительным явлением. Сначала я собирался заключить договор на издание этой книги с хорошо известным, популярным издательством «Физ.-мат. лит.». Однако туда нужно было представлять уже готовый текст на LaTeX и до заключения договора точно знать объем книги. Представители других издательств предлагали свои услуги сами, готовы были принять рукописный текст и увеличить объем книги. Основной текст этой книги, был набран в CHI-Writer'e, и я предпочел вместо того, чтобы тратить время на самостоятельный перевод текста в LaTeX, поработать это время над приложениями к книге. Поэтому я выбрал издательство «Эдиториал УРСС», директор которого, Доминго Марин Рикой, сказал: «Ты представляешь нам текст в любой форме, не заботясь об объеме. Как подготовить оригинал-макет и издать книгу — это наши проблемы». По сравнению с другими частными издательствами, предлагавшими мне свои услуги, «Эдиториал УРСС» издает ежегодно гораздо больше книг и имеет хорошо отлаженную сеть для их распространения.

Остановлюсь на том, что мы при социализме имели как само собой разумеющееся и не всегда ценили. Не все из миллионов западных безработных рады своему положению. Найти работу непросто и для высококвалифицированного специалиста. Сейчас Марк Бейли — директор обсерватории, а несколько лет назад после того, как закончился научный контракт, почти год был безработным, а потом устроился преподавателем в университет и ездил на работу из Манчестера в Ливерпуль. На одну ставку могут претендовать два примерно равных специалиста. Одному повезет и он получит высокооплачиваемую работу, а другой останется безработным. Многие на Западе (особенно протестанты) предпочитают работать на любой работе, чем быть безработным. Однако в западных странах немало и тех (особенно среди иммигрантов), кто не прочь не работать, если есть такая возможность. Социальная помощь в некоторых государствах такова, что экономически выгоднее ничего не делать, чем работать на низкооплачиваемой должности. Поэтому существуют целые поколения профессиональных тунеядцев. Попутчица, ехавшая в поезде из Финляндии, рассказывала, что ее знакомая, приехавшая в Финляндию из России, сначала поработала пару лет санитаркой, а теперь гораздо лучше живет на социальное пособие и работать не стремится. В пригороде Санта-Барбары, хозяин дома, в котором я снимал комнату, наоборот, во время своего отпуска в университете уехал в другой город на две недели подработать учителем в школе на время болезни штатного преподавателя. Поэтому это время я жил в доме один. В разговоре с хозяином дома меня удивило то, что ранее он более 10 лет проработал директором школы в Испании, приехав туда по туристической визе.

Мы расходует воду и тепло, не задумываясь об их стоимости. На Западе их экономят. Если в Москве житель потребляет около 430 литров водопроводной воды в сутки, то в США — 190, а в Германии — 130 литров. В лондонской гостинице в умывальнике смесителя горячей и холодной воды нет. Краны расположены далеко друг от друга. Закрывая сливное отверстие, наливая в раковину воду и мой руки. В Северной Ирландии я остановился у Славы Емельяненко, работавшем тогда в Армской обсерватории и снимавшем двухкомнатную квартиру. В комнате стоял обогреватель, который ночью, когда электроэнергия дешевле, аккумулирует тепло, а потом в течение дня отдает. В ванной никакого отопления не было предусмотрено, и Слава включал свой личный обогреватель, чтобы не замерзнуть. Рене Пишел (Rene Fischel), немецкий научный работник, с которым я как-то разговаривал в Москве, рассказывал, что у него в квартире отопление не работает пока никого нет и автоматически включается за час до прихода. Я подумал, что он получает немного и поэтому так экономно живет. Через год (в 1995 г.) заехал к нему в институт в Берлине и увидел, что он сидит в большом кабинете, в который надо пройти через комнату с секретаршей. Окончил он Харьковский институт, на вид ему нет 40 лет, а руководит большим отделом, в котором немало западных немцев старше него.

Северная Ирландия не отличается высокой плотностью населения, однако пойти погулять на природе здесь не так-то просто. Марк Бейли, директор Армской обсерватории, часа два вез нас с В. А. Емельяненко до национального парка, заплатил за везд, и мы, наконец-то, гуляем на природе. Остальная земля является частной собственностью и, в основном, огорожена. Когда мы долгое время ехали вдоль дороги, с обеих сторон которой вплотную подступала колючая проволока трехметровой высоты, огораживающая посевы, я сказал: «Вы живете, как в концлагере». Формально любой гражданин имеет право погулять на частном лугу, но такие мощные заграждения без тяжелого танка не преодолеешь. В Великобритании добраться до природы еще труднее. У нас сел на электричку и гуляй, сколько душе угодно. Такого вида отдыха, как российские походы по объявлениям, наверное, нет нигде. Каждые

выходные энтузиасты бесплатно ведут группы по различным местам Подмосквья. Приходишь в незнакомую группу, и ты — среди друзей.

§ 4. Пожелания будущим ученым

Отмечу некоторые отличия между аспирантурами в университете и академическом институте. В университетской аспирантуре, кроме кандидатского минимума, нужно сдавать еще и другие спецкурсы. Цель этой аспирантуры — подготовить будущего преподавателя университета с ученой степенью. В университетскую аспирантуру могут не брать тех, у кого мало пятерок в аттестате или есть тройки (даже в целевую аспирантуру МГУ не берут того, у кого больше трех троек). Если не можешь учиться сам, то как тебе можно будет доверить учить других. В академической аспирантуре основное внимание уделяется научной работе. Если молодой ученый занимается научной работой, то совсем необязательно ему числиться в аспирантуре (по крайней мере, в очной). Кандидатские экзамены можно сдать и так.

Заведующий кафедрой теоретической механики МГУ, академик РАН Д. Е. Охочимский рассказывал мне, что у них один студент на младших курсах получил 7 троек, но потом увлекся научной работой и получил интересные результаты. Однако из-за троек не имеет права поступать в университетскую аспирантуру и будет сдавать экзамены в аспирантуру нашего института.

Совсем необязательно, что из студента-отличника получится хороший исследователь, и не все выдающиеся ученые были крупными отличниками, хотя и троечников среди них, я думаю, очень мало. Известно, как бы развивалась советская ядерная программа, если бы в 1924 г. И. В. Курчатова, студента кораблестроительного факультета, не отчислили бы за академическую задолженность. Усваивать чужие знания и получать новые знания — это разные вещи. Знания — это инструмент. Чем лучше инструмент, тем большего можно достичь, но некоторые топором могут создать то, что другие не смогут сделать с помощью сверхсовременной техники. Можно прочесть множество книг и окончить филологический факультет, но так и не стать писателем. В то же время Максим Горький и Джек Лондон стали известными писателями, не получив высшего образования. Нередко люди, имеющие дома огромные библиотеки и регулярно посещающие театры и выставки, являются жуткими эгоистами, от которых хочется держаться подальше, и бывает приятно общаться с некоторыми людьми, никогда не читавшими книг о культуре общения. Известнейший ученый Я. Б. Зельдович в молодости был слишком занят научными исследованиями, чтобы тратить время на получение диплома о высшем образовании, однако отсутствие этого диплома не помешало ему стать академиком. Как-то выступая в ГАИШ, Яков Борисович сказал, что, когда он, еще продолжая заниматься ядерной тематикой, начал сотрудничать с учеными этого института, руководство ГАИШ боялось, что он уведет часть сотрудников. «Однако уже тогда звезды, которые на небе, интересовали меня больше, чем те, которые на груди», — продолжил академик, указывая на свои три звезды Героя Социалистического Труда. Конечно, ученый должен прекрасно знать предмет исследований, иначе он будет на примитивном уровне воспроизводить то, что уже в мире давно известно, или, изучая влияние какого-нибудь одного фактора, не учтет другие, гораздо более важные. Необходимо регулярно просматривать большой объем новых публикаций, иначе вы рискуете отстать от мирового уровня.

В любом случае ученому необходимо хорошо владеть английским языком, пользоваться компьютером и уметь получать новые знания. В то же время некоторые курсы, которые изучались в университете, могут никогда в жизни не понадобиться. Лично я большинство курсов, которые изучал на мехмате МГУ, благополучно забыл, а основную часть необходимых мне знаний приобрел самостоятельно. Большинство моих преподавателей в МГУ были высококвалифицированными специалистами. Однако преподавательница английского языка, кажется, на третьем курсе, очень редко появлялась на своих занятиях, каждый раз после длительного перерыва начиная один и тот же урок. На мой вопрос о том, как ставятся знаки препинания в английском языке, она ответила, что здесь нет никаких правил. Поставила она всем хорошие оценки, так что студенческого бунта не было.

Изучать иностранный язык проще всего, непрерывно общаясь на нем. Г. Плутникова, живущая уже более 20 лет в Бельгии, рассказывала, что в молодости ее муж от имени обоих супругов подал заявку на преподавание математики за границей. Чтобы уменьшить конкуренцию, в заявке он написал, что они будут преподавать на французском языке,

хотя языка они не знали. Когда заявку удовлетворили, им удалось за три месяца выучить французский язык так, что они успешно преподавали на нем в странах Юго-Восточной Азии. Сейчас у супругов две внучки учатся в младших классах. В школе девочки говорят по-фламандски, на улице — по-французски, а с мамой, бабушкой и дедушкой — по-русски. Отец девочек — американец, так что есть возможность практиковаться и на английском языке. Маленькие девочки свободно говорят на трех языках, хотя языковых вузов не оканчивали.

При выборе научного руководителя аспиранту стоит сначала осознать, с какой целью он собирается защищать диссертацию. Некоторым аспирантам нужен только диплом, серьезной наукой они заниматься не хотят, и им нужна надежная, несложная тема. Такая диссертация может практически ничего не внести в науку и после защиты будет всеми благополучно забыта. В этом случае совсем необязательно выбирать в качестве научного руководителя известного ученого, который не сможет уделить аспиранту много времени. Если же молодой исследователь хочет получить новые результаты, то короткие встречи с опытным наставником могут дать ему гораздо больше, чем длительное общение с руководителем, не имеющим серьезных научных работ. Работая над сложной и интересной темой, защититься такой аспирант может иногда позже, чем его менее талантливый однокурсник, выбравший несложную тему. Возможен также третий случай, когда молодой ученый сам хорошо знает, что ему делать. В этом случае научным руководителем формально числиться может кто угодно. Некомпетентный руководитель может поставить перед аспирантом задачу, не имеющую физического смысла. Аспирант, прекрасно владеющий компьютером, может затратить огромное время на расчеты и только через несколько лет, полав статью в редакцию, в отзыве рецензента может обнаружить, что его труд пропал зря. Поэтому лучше закончить аспирантуру в крупном научном центре, где есть хорошая библиотека и всегда можно обсудить полученные результаты на семинарах в квалифицированной аудитории. Вообще, критерием научной ценности ученого являются его работы, а не наличие степеней. Правда, оценить значимость работ могут только специалисты, работающие в этой же области, а люди со стороны часто судят о достижениях ученого по формальным признакам. Сотрудник без степени может оставить больший научный след, чем иной профессор. В ИПМ долго работал С. С. Камынин. Он не имел ученой степени, но его научный авторитет был больше, чем у многих докторов наук.

Человеку важно найти то поле деятельности, где он мог бы наиболее полно выразить себя. Зачем быть серым ученым, когда можно стать прекрасным преподавателем. Или вместо среднего инженера человек может стать знаменитым певцом или музыкантом. Проявить себя можно во всем. В Киото я останавливался в небольшой гостинице, принадлежащей пожилой японке. Из разных стран ей пишут благодарственные письма останавливавшиеся у нее туристы. Все профессии нужны обществу. Если любой орган человека выйдет из строя, то ничем хорошим для организма это не кончится.

Уже десятки лет существуют обширные библиотеки стандартных подпрограмм для ЭВМ. Эти подпрограммы написаны и отлажены высококвалифицированными специалистами и часто лучше найти соответствующую подпрограмму, чем писать ее самому. В социалистические времена в нашем институте был ответственный, у которого всегда можно было получить квалифицированную справку о таких подпрограммах. Кроме того, в каждом отделе были краткие описания подпрограмм. В настоящее время каждый живет сам по себе, но, обойдя несколько комнат, такие библиотеки можно найти. Хочу привести пример пользы таких библиотек. В конце 70-х годов одной пожилой сотруднице в нашем отделе нужно было провести расчеты в рамках задачи четырех тел. Несколько лет она что-то модифицировала в своей старой программе Рунге-Кутты низкой степени. Просчитав по этой программе, получила результаты, вызывающие большие сомнения в их физичности. Чтобы провести надежные расчеты с помощью стандартной подпрограммы BULSTO из библиотеки программ, мне понадобился один вечер. Результат расчетов сотрудницы оказался ошибочным. В библиотеке подпрограмм «Дубна» было несколько десятков подпрограмм интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений. Не вникая в детали, я выбрал тот алгоритм, который был разработан последним. Гораздо позже я обнаружил, что большинство западных исследователей именно им и пользуются. В 1995 г. один лондонский аспирант с гордостью сказал, что за два года отладил алгоритм интегрирования симплектическим методом. Я его гордости не понял. Когда мне ранее потребовался такой же алгоритм, я просто перекачал его себе по Интернету и через день начал расчеты. Авторы этого алгоритма все время обновляют его версию на сервере и рекламируют его в своих статьях.

§5. Дополнение 1999 г.

Издание книги, которая должна была быть опубликована в 1998 г., затянулось из-за несвоевременного финансирования. Поэтому весной 1999 г. я решил добавить нижеследующий текст к приложению 5. В основном тексте этого приложения есть цены в рублях. Напомню, что летом 1998 г., когда писался основной текст, один доллар соответствовал 6 руб.

В конце 1998 г. я посетил конференцию по малым телам во внешней Солнечной системе. Конференция проходила в Европейской южной обсерватории (ESO), расположенной в Гаршинге (пригороде Мюнхена). Эта обсерватория является неправительственной организацией, в которой участвуют Бельгия, Дания, Франция, Германия, Италия, Нидерланды, Швеция и Швейцария. Кроме офиса в Гаршинге, ESO имеет отделения в Чили, где расположены основные телескопы. В обсерватории La Silla находятся 14 оптических телескопов диаметром до 3,6 м. В обсерватории Paranal строится «очень большой телескоп» (VLT, very large telescope), который будет состоять из четырех 8,2-метровых телескопов и трех подвижных 1,8-метровых телескопов. Свет, полученный этими семью телескопами, будет комбинироваться интерферометром (VLTI). Это даст возможность достигнуть разрешения в 0,0005 угловых секунд, что, в принципе, позволит увидеть человека на Луне.

Председатель конференции датчанин Ричард Вест (R. West) свободно говорит по-русски с небольшим грузинским акцентом. Во время визита в СССР он женился на грузинке и выучил русский, чтобы разговаривать с женой. Я слышал и о других случаях, когда иностранец, женившись на женщине из СССР, начинал свободно говорить по-русски.

Один из докладчиков (Гай, Guy Consolmagno) был из Ватиканской обсерватории. Он родился в США, получил два престижных высших образования, мог бы получать большую зарплату в США, но стал монахом, которому не платят зарплаты, хотя и выдают командировочные при поездках на конференции. Кроме территории в горах Италии, которая принадлежит Ватикану наряду с основной территорией в Риме, Ватиканская обсерватория имеет телескопы в Аризоне (США), и Гай проводит половину времени в США и половину времени в монастырской келье в итальянских горах. Из России на этой конференции я был один (из СНГ был еще С. Ибадов), так что число представителей из России и крошечного Ватикана было одинаковым.

При кратковременной поездке в один город Западной Европы лучше летать самолетом. Однако, если Вам нужно вернуться обратно из другой страны или Вы едете на срок более трех месяцев, то стоимость авиабилетов сильно возрастает. В этом случае может иметь смысл задуматься о наземном транспорте. Автобус значительно дешевле поезда, правда, он менее комфортабелен.

Профессор В. В. Белецкий рассказывал, как его обокрали в поезде несколько лет назад при поездке в Австрию через территорию Польши. Видимо, в купе пустили усыпляющий газ, и, проснувшись утром, Белецкий увидел свои вещи распотрошенными. Ему повезло в том, что он вез не наличную валюту, а чеки Кука. Сообщив о пропаже по телефону, профессор вскоре получил деньги в банке. О том, что в Польше небезопасно, свидетельствует и рассказ двух украинцев, который я слышал в декабре 1998 г. на автовокзале в Кельне. Эти украинцы, крепкие мужики, отправлявшиеся на заработки в Испанию, приехали на автобусе в Варшаву. Как только они вышли из автовокзала, их окружила группа парней. Парни потребовали показать валюту и отдать 3 процента, пообещав иначе отнять все деньги. Как только украинцы достали деньги (по 750 долл.), бандиты выхватили все деньги и убежали. Жаловаться в полицию, как и предупреждали парни, оказалось бесполезно. Украинцы считали, что бандиты действовали по наводке таможенников и знали, сколько у них денег. У одного украинца были родственники в Польше, у которых он занял деньги. А так представьте себя без денег в незнакомой стране.

Как и в России, на Западе хватает воров и жуликов. Воруют из карманов и гостиниц. Меня бог от воровства миловал, а русский сосед по общежитию в Бельгийской обсерватории рассказывал о следующем происшествии. В одном из брюссельских центральных магазинов он с товарищем (хорошо одетые, возвращавшиеся после доклада на конференции) приценивались на английском языке к дорогой электронике. Когда россияне вышли на улицу, к ним подошли двое парней в форме, похожей на полицейскую, и попросили показать паспорта. Пролистав паспорта, вернули их. Скорость, с которой «полицейские» сразу же исчезли, показалась нашим командировочным подозрительной, и они пересчитали деньги, находившиеся в паспортах. Их число заметно уменьшилось. Жаловаться настоящим полицейским оказалось бесполезным.

Одна одноклассница рассказывала мне, что в Москве ее сын после аналогичной проверки у настоящих милиционеров тоже лишился денег, находившихся в паспорте.

После поездки на конференцию в Мюнхен я заезжал в Брюссель, поэтому путешествовал по маршруту Москва—Мюнхен—Брюссель—Москва на автобусе. Путешествовать автобусом по западным странам одно удовольствие. Например, по пути из Мюнхена в Брюссель Вы имеете возможность познакомиться с несколькими немецкими городами. Однако некоторые рейсы из Москвы могут принести Вам кучу неприятностей. Если западные служащие дорожат репутацией своей компании, то российские служащие даже западной компании могут делать все спустя рукава.

Компания «Марвел-тур» обещала самое быстрое путешествие в Мюнхен, и я репил воспользоваться ее услугами. Реальный уровень обслуживания оказался далеким от рекламного. За время после бронирования билета стоянка автобуса в Москве переместилась на другое место, поэтому я ее не сразу нашел. В автобусе сотрудница компании не пометила в путевом листе, что я заплатил за бронирование билетов, а квитанцию об этой оплате я по глупости ей отдал. Поэтому при оплате билетов на территории Польши эти 10 немецких марок мне не учли. Тех, кто ехал на юг Германии, в Берлине ждал микроавтобус. Однако, московские сотрудники компании сообщили в Германию факсом о меньшем числе пассажиров, чем на самом деле. Число пассажиров оказалось больше, чем число мест в микроавтобусе. Водитель микроавтобуса говорил, что он бы взял прицеп, если бы знал о реальном числе пассажиров. Российские немцы, переселявшиеся в Германию, везли большое число вещей. Каким-то чудом, забив микроавтобус до потолка, удалось часа за полтора утрамбоваться в него. В рекламе было напечатано, что автобус прибывает в города к железнодорожным вокзалам. Вместо утра меня привезли вечером к автовокзалу на окраине Мюнхена. Когда я показал водителю рекламку их компании, он сказал, что мне еще повезло, так как на самом деле хоть куда-то в город они привозят, только не более, чем в пять городов (из тридцати, упомянутых в рекламе), а обычно высаживают на автобане. Встречавший меня проф. В. В. Белецкий два раза приезжал к автовокзалу, расположенному около ж/д вокзала, а потом в гостиницу, но так и не дождался меня. Через несколько дней, сам встречая автобус этой же компании, я с утра до вечера безуспешно ездил с одного мюнхенского автовокзала на другой. Автобус, в котором ехала моя жена, пришел с опозданием на сутки. Пассажиров в Москве оказалось мало, и пассажиров трех компаний посадили в один автобус, принадлежавший полякам, которые долго колесили по Польше по своим делам. Информация, которую представители компании давали по телефону об этом рейсе, абсолютно не соответствовала действительности, как будто цель ответов состояла в том, чтобы направить поиск по ложному пути. Представьте себе, что, опоздав на сутки, Вы пропустите свой доклад или рейс самолета. Поэтому к выбору автобусной компании в Москве нужно относиться серьезно, помня, что реклама некоторых российских компаний (вспомните «МММ», «Тибет», «Чару» и т.д.) может быть далека от реальных услуг. Поездка из Кельна в Москву на автобусе фирмы «Старый свет» была без особых происшествий. Правда, на территории Германии туалет в автобусе был закрыт, но привезли в Москву даже раньше, чем по расписанию. В автобусах чисто западных компаний никаких проблем я никогда не встречал.

В № 4 «Астрокурьера» за 1998 г. приведены данные бывшего председателя Европейского астрономического общества о том, что только треть астрономов, получивших в последнее время степень PhD в ведущих западно-европейских странах, смогут найти постоянную работу. По его мнению, быть астрономом — это величайшая привилегия. На Западе найти работу ученому, да и другому специалисту, бывает не просто. У одного известного бельгийского профессора двое недавно защитившихся сыновей не могут найти работу. Звоню парижанке, показывавшей в 1995 г. нам с С. Ибадовым парижскую обсерваторию (медонское отделение), а она уже вместо обсерватории работает в гостинице. У ворот мюнхенского автовокзала я встретил бывшего советского немца лет пятидесяти, который продавал билеты для въезда частных автомобилей на автовокзал. До эмиграции лет пять назад в Германию он был в Казахстане начальником большого цеха. В Германии у него есть квартира и хорошая машина, но о работе в СССР он вспоминал с удовольствием. Интересно отметить, что рынок при центральном мюнхенском автовокзале находится всего минутх в 20 ходьбы от рынка, расположенного в центре города и часто посещаемого туристами, а цены на фрукты были в несколько раз ниже. Всего час езды от Мюнхена на поезде, наполненном горнолыжниками, и Вы уже в Альпах.

При поступлении на учебу или на работу судьба может быть благосклонной к одному претенденту и отвернуться от другого, не менее достойного. По-моему, в таком случае

временному неудачнику не нужно отчаиваться, а стоит предпринять новые, разнообразные попытки и, повысив свою квалификацию, постараться перейти из категории «полупроходных» в «заведомо проходные». Хотя при больших конкурсах бывает некоторая несправедливость, когда один из двух достойных претендентов получает все, а другой — ничего. На конференциях я встречал зарубежных ученых, получивших хорошие научные результаты во время, свободное от работы в компаниях, очень далеких от астрономии.

Трудности поиска работы для западного ученого свидетельствуют, в частности, о престижности труда научного работника на Западе, хотя богатый Запад, по-моему, мог бы содержать большее число ученых, занимающихся только научной работой и не отвлекающихся на преподавание предметов, далеких от этой работы. Однако, естественная реакция налогоплательщика: «Почему стольким ученым нужно отдавать деньги, которые я с таким трудом заработал?». Поэтому и в России человек, давно переставший получать научные результаты, не должен занимать ставку научного сотрудника. В 50–60-е годы быть ученым в СССР тоже было почетно. Начиная с 70-х годов, отношение средней зарплаты российского ученого к средней зарплате по стране неуклонно уменьшалось, а уровень зарплаты инженера стал темой многих анекдотов 80-х годов. Для РАН (по крайней мере, в нашем институте) это отношение уже давно стало меньше 1. Кроме того, в 90-е годы резко уменьшилась реальная заработная плата по стране. Дополнительно к данным, представленным в разделе 3, хочу привести несколько цитат, характеризующих результаты «реформ» 90-х годов. Джеффри Сакс, главный советник Е. Гайдара, признал, что «Это не шоковая терапия... Это злостная, предумышленная, хорошо продуманная акция, имеющая своей целью широкомасштабное перераспределение богатств в интересах узкого круга людей» (Ефремов Н. Тем курсом, который у нас был до сих пор, можно разрушить любую страну // Независимая газета, 31 декабря 1998 г. С. 9). Удельный вес России в производстве мирового валового продукта снизился с 4,5 % в 1990 г. до 1,8 % в 1995 г., в мировом экспорте за эти годы — с 6,6 до 1,8 %, а доля машин и оборудования в экспорте стала такой же, как в Африке (Левашин И. Авторитет силы или сила авторитета // Независимая газета, 27 января 1999 г. С. 12–13). За годы «реформ» Россия понесла ущерб в размере 11 трлн долл., в то время как за годы Великой Отечественной войны — в размере 4,5 трлн долл. (Ушаков А. Учимся друг друга понимать // За Калужской заставой, 11–17 февраля 1999 г. С. 2–3). При социализме было много глупостей, которые надо было исправлять. Тем более, трудно представить, как нужно руководить страной, чтобы производить товаров в 90-е годы значительно меньше, чем в эпоху брежневского «застоя». А. И. Солженицын активно критиковал социализм, но вот что он говорит (НТВ, «Итоги», 14 мая 2000; Сов. Россия, 16 мая 2000, с. 3) об ельцинской эре: «Все сделано для распада России... Всем управляют невидимые магнаты... Приватизация — Это массовое ограбление национальных достояний... Лжереформы оставили в нищете больше половины населения страны... Государственный аппарат весь замazan и переплетен с коррупцией...».

Несмотря на то, что жизненный уровень российских ученых вряд ли существенно повысится в ближайшем будущем (государству, жившему в последние годы в долг, нужно будет эти долги возвращать), я призываю молодежь активно заниматься фундаментальной наукой и, в частности, динамической астрономией. Радость творчества окупит небольшую зарплату, а ценность прожитой жизни можно измерять полученными научными результатами и общением с другими людьми, а не только числом купленных товаров и услуг. Надеюсь, что данное приложение, вроде бы далекое от основного текста монографии, поможет кому-то при изучении движения небесных тел, так как для этого изучения желательно не только работать за своим столом, но и общаться с другими специалистами.

Изучение малых тел Солнечной системы идет очень быстрыми темпами. За год после написания рукописи книги число обнаруженных транснептуновых объектов увеличилось более чем вдвое, число таких объектов с большими полуосями $a > 50$ а.е. — в пять раз, а число объектов, сближающихся с Землей, — в 1,4 раза.

Многие товары, хорошие для России, уступают по качеству тем, которые распродаются по символическим ценам на западных рынках. Ключевыми фигурами в разработке и производстве новых товаров являются инженеры, технологи и менеджеры. В брежневские времена зарплата инженера была меньше, чем рабочего, а предприимчивые люди попадали в тюрьму. Тот, кто продуктивно работал, мог получать меньше того, кто ничего полезного не делал. Отсюда и застои. Правда, жизненный уровень ученого при застое был гораздо выше, чем в новой России.

§ 6. Некоторые впечатления от последних поездок

В сентябре 1999 г. я из Брюсселя ездил на несколько дней в обсерваторию в Ницце. Выехав утром из Брюсселя скоростным поездом TGV, вечером я уже был в Ницце. Несмотря на большую скорость движения, поезд идет мягко. В поезде никаких проводников, только 1–2 раза за всю поездку контролеры проверяют билеты. На Западе вообще предпочитают не держать лишних сотрудников.

Купив за 60 франков (10 долларов) билет, вы можете целый день путешествовать на поездах и автобусах в окрестностях Ниццы и посетить Канны, Монако и другие курортные города. Кстати в Ницце на пляжах — галька, а в Каннах — песок. Большинство пляжей — бесплатные. В Ницце дешевле снять квартиру на месяц, чем гостиницу на несколько дней.

Хотя купол обсерватории в Ницце красуется на денежных купюрах, в телескопы здесь уже не наблюдают, предпочитая ездить для наблюдений в другие обсерватории, где условия для наблюдений лучше. Около половины сотрудников обедают в столовой обсерватории, причем всем дают одинаковый набор блюд. Повара предпочитают не готовить за один день разные блюда.

Среди сотрудников обсерватории есть и иностранцы. Г. Шолл перебрался сюда из Германии, чтобы быть более свободным в тематике исследований, а канадец Б. Гладман нашел здесь свою любовь.

Средняя зарплата по обсерватории не выше средней зарплаты по Франции (последняя равна 20000 франкам, если не учитывать безработных). Молодой оспепененный научный сотрудник получает 14000 франков, но с возрастом зарплата растет. Обсерватория выделяет сотруднику в год около 1500 долларов на поездки на конференции. Остальные поездки сотрудники оплачивают со своих грантов. Во Франции тяжело тем, кто не может найти работу после окончания обучения. Если нет годового непрерывного стажа, то никакого, даже минимального пособия не положено. Нужно проработать минимум 5 лет, чтобы получать пособие по безработице. Во всех странах, где я бывал, на улицах полно бездомных.

Весной 1990 г. после конференции в Кентербери, я посетил обсерваторию в Арме (Северная Ирландия). В отличие от предыдущего визита, который был 5 лет назад, для поездки из Лондона в Арму я воспользовался автобусом, а не самолетом. Типичный вид из автобуса — огороженные луга, на которых пасутся (без всяких пастухов) овцы, иногда коровы. Посевов почти не видно, только встречаются кормовые культуры для тех же овец. В Англии и Северной Ирландии лесов практически не видно, только деревья, посаженные в один ряд, делят луга на квадраты.

Обсерватория в Арме создана около 200 лет назад. Первоначально в штате были только астроном и его ассистент. За последние 10 лет благодаря дополнительным грантам число сотрудников заметно увеличилось. В день моего приезда в обсерваторию Марк Бейли, директор обсерватории, проводил экскурсию для 18 астрономов-любителей, приехавших из Англии. Хотя Арма — небольшой город, он имеет хороший планетарий. Представьте себе, что райцентр в Сибири имеет обсерваторию и планетарий и в него приехали астрономы-любители из Московской области. Даже москвичам, спрашивавшим, где можно посмотреть на настоящий телескоп, я не мог ничего посоветовать. Школьник, астроном-любитель, приехавший в армскую обсерваторию из Белфаста, показывал мне свою реферативную работу по астрономии объемом около 200 страниц. В ней было много ссылок на последние научные работы. В Москве мне попадали на рецензию статьи, где автор, даже будучи профессором, весьма смутно представлял уровень современной динамической астрономии.

Два холма в Арме занимают большие католический и протестантский соборы. При выходе прихожан из протестантского собора священник пожимал им руки. В отличие от российских православных, католики и протестанты во время службы сидят. Зарубежная православная церковь тоже думает о прихожанах. По периметру православной церкви в Брюсселе сделаны скамейки, да и в центре стоят несколько ступеней. Не надо древней старушке мучиться во время службы. На стенах этой церкви имена погибших в России в годы гражданской войны. Церковный хор очень хорош. Прихожане в храме говорят по-русски, но часто не очень чисто. Вышли из церкви и сразу же перешли на чистый французский. По воскресеньям церковь полная, но в субботу вечером было всего четверо прихожан. Недалеко от церкви на берегу водоема с лебедями в тени могучих деревьев располагается российское

посольство. Этот участок был подарен богатым бельгийцем Советскому Союзу после второй мировой войны.

После Армы я заехал в г. Бат, где работают Виктор и Ольга Галактионовы, бывшие сотрудники нашего ИПМа. Там как раз была вечеринка бывших советских математиков, работающих в местном университете. Они мне с гордостью поведали, что благодаря в основном их усилиям Батский университет по математике вышел на первое место в Великобритании, обогнав Кембридж и Оксфорд. Очередное подтверждение того, что уровень советской науки был высок (Виктор Галактионов занял, например, место профессора при конкурсе 200 человек на место), а современной России наука особенно не нужна. В отделе небесной механики и астрометрии НИИ прикладной математики и механики при Томском Государственном университете от 25 ставок осталось только пять половиновых ставок. В Грузии и Армении, ставшими независимыми, проблемы с теплом и электричеством и возможностью для занятий наукой еще гораздо меньше, чем в России. Спрашивал ли кто-нибудь у россиян о том, желают ли они праздновать 12 июня, день выхода России из СССР? Англия из Великобритании почему-то выходить не собирается, хотя англичане являются потомками англов, ютов, саксов и норманнов, вторгшихся на остров после 420 г., а валлийцы — потомки кельтов.

В отличие от России, в Великобритании все экзамены в школах и университетах только письменные. Для повышения объективности эти письменные работы проверяются также со стороны. При аттестации преподавателя учитывается и сколько каких работ он опубликовал, и какие «оценки» ему поставили его студенты. Преподавателю не дают возможности долгое время читать один и тот же курс, а заставляют осваивать разные курсы. Сейчас студенты в Великобритании платят за обучение около 1 000 фунтов в год. Обычно студенты, даже из богатых семей, подрабатывают, особенно во время летних каникул. Чем более высокую стипендию получает выпускник университета, тем легче ему устроиться на работу.

Западные ученые более мобильны в выборе научной тематики. Десять лет назад были популярны исследования резонансов в астероидном поясе. В тематике «дискуссий» генеральной ассамблеи IAU 2000 года такой темы уже нет, зато обсуждаются транснептуновые объекты. На конференции JENAM-2000, проходившей в Москве, председатель секции В. А. Брумберг отмечал, что большинство тем по небесной механике, которые до сих пор (как и десятки лет назад) разрабатывают российские астрономы, на Западе давно не актуальны. Хочется надеяться, что данная книга поможет молодым ученым приобщиться к современной динамической астрономии.

§ 7. Специалисты по динамической астрономии

Говоря о динамической астрономии, я считаю необходимым привести фотографии тех, кто ее развивает. За исключением тех снимков, где я также запечатлен, эти фотографии сделаны мною. Решение включить фотографии в книгу пришло непосредственно перед подготовкой книги к печати. При первых зарубежных поездках я снимал, в основном, достопримечательности и только, купив осенью 1996 г. «мыльницу» со вспышкой, стал больше фотографировать коллег. Поэтому фотографий многих ученых, даже тех, которых я хорошо знал, не оказалось. Так как данная книга посвящена миграции небесных тел, то многие имеющиеся у меня фотографии астрофизиков и ученых других специальностей в нее не вошли.

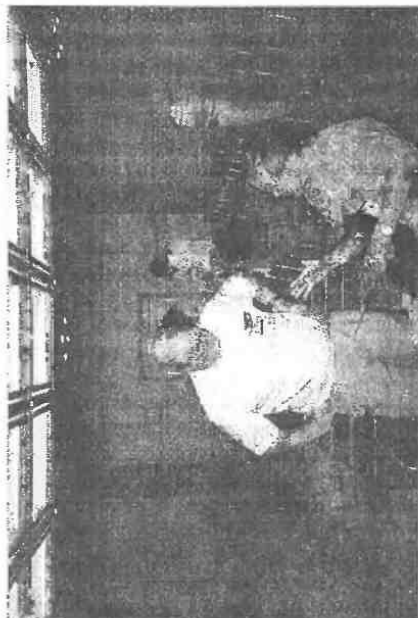
Я не привожу подробных сведений о тех, кто изображен на снимках. Прочтите в основном тексте настоящей монографии о полученных ими результатах, а еще лучше — изучите их работы. Ссылки на некоторые из них приводятся в настоящей книге. По этому поводу хочется привести цитату из романа М. Булгакова «Мастер и Маргарита»: «Так вот, чтобы убедиться в том, что Достоевский — писатель, неужели же нужно спрашивать у него удостоверение? Да возьмите вы любых пять страниц из любого его романа, и без всякого удостоверения вы убедитесь, что имеете дело с писателем». В одном-двух предложениях в подписи к фотографии трудно рассказать о человеке. Деятельность ученого может быть очень разнообразна, а я старался сказать в первую очередь о том, что имеет отношение к динамике небесных тел. Я не перечисляю все должности, которые занимает тот или иной ученый, так как в разговорах обычно ими не интересовался.



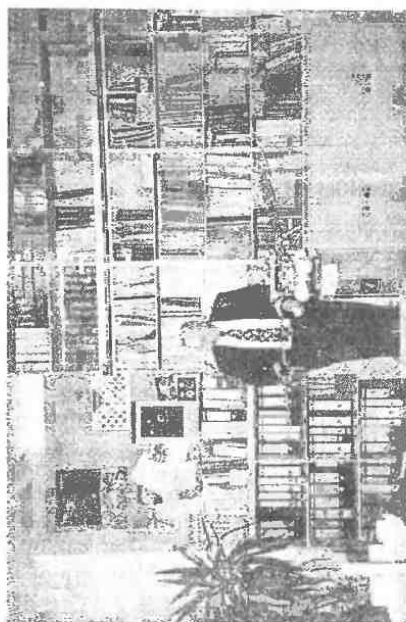
4.



3.



2.



1.



7.



5.



6.



8.



9.



10.



11.



15.



14.



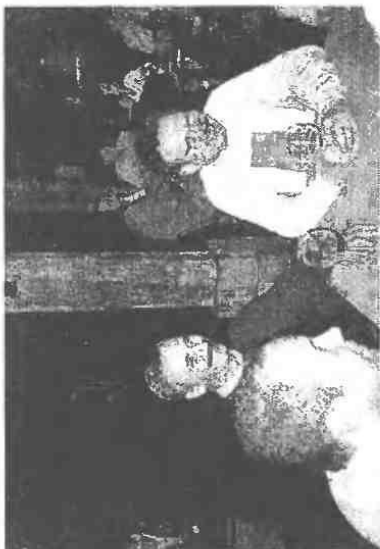
13.



12.



16.



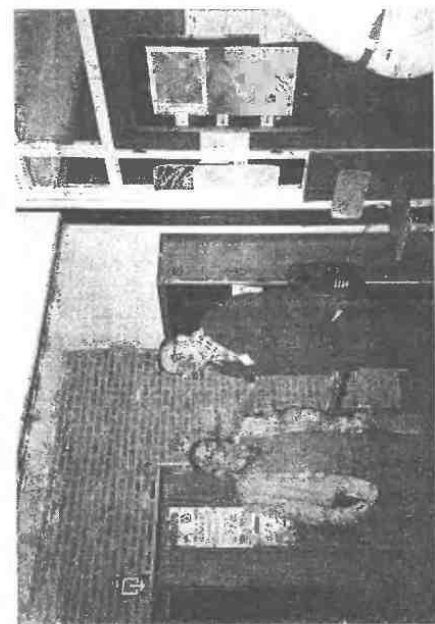
17.



18.



19.



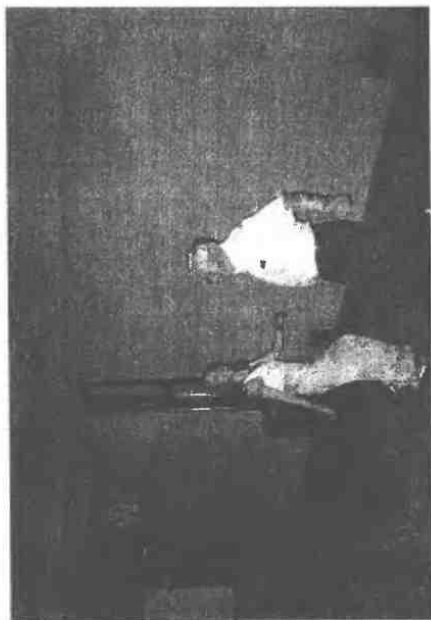
20.



21.



22.



23.



24.



25.



26.



27.



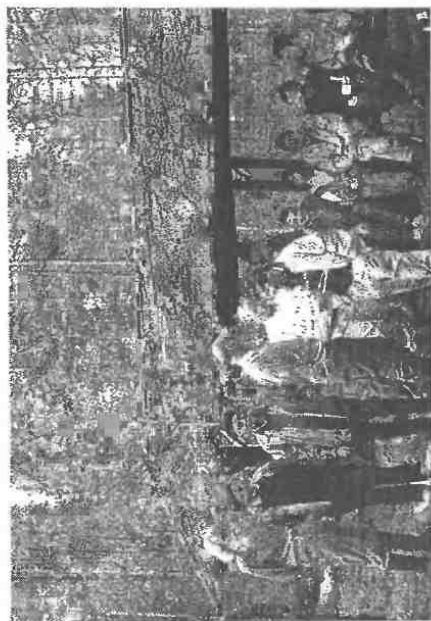
28.



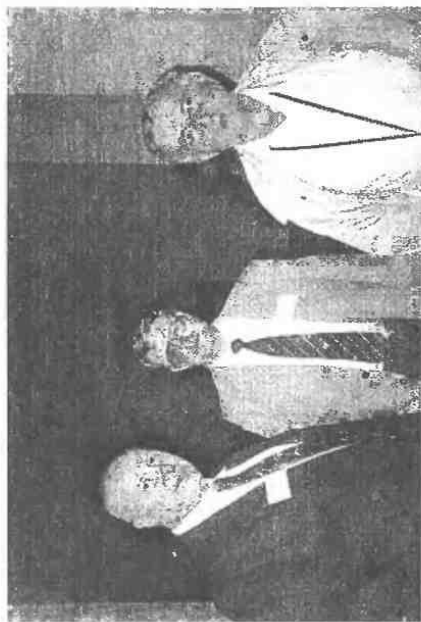
29.



30.



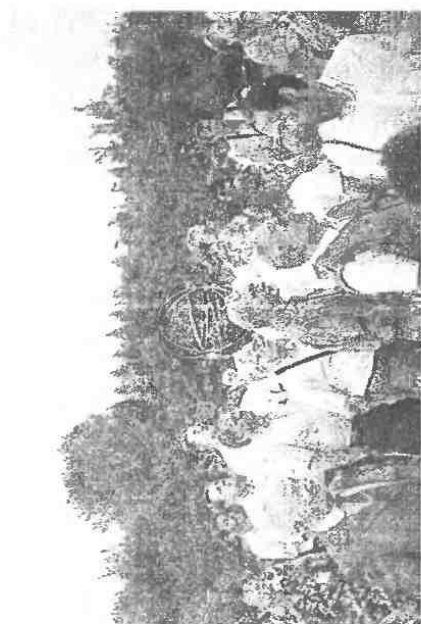
31.



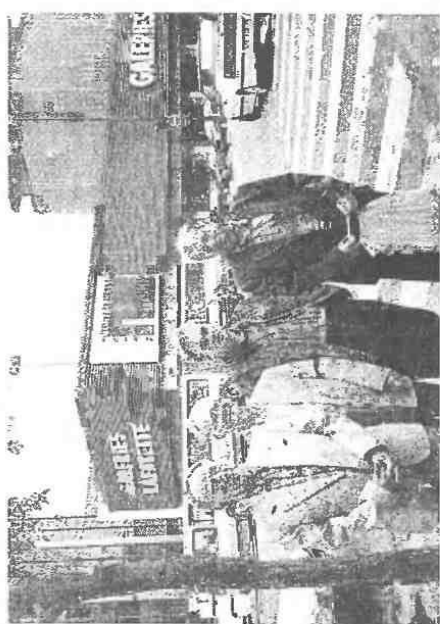
33.



35.



32.



34.



36.



38.



37.



39.



41.



43.



40.



42.



45.



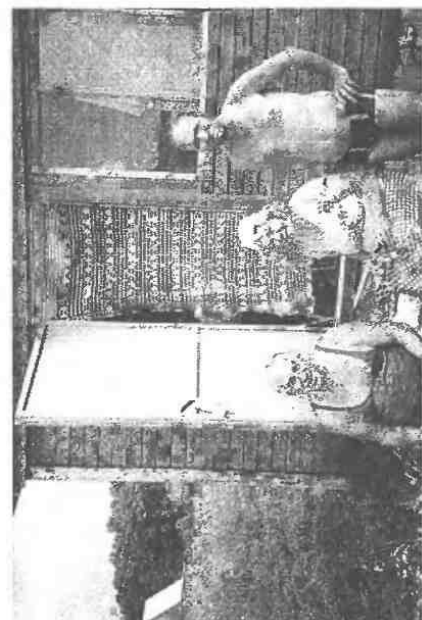
46.



44.



47.



49.



48.



50.

Подписи к фотографиям

1. Герхард Нойкум (Gerhard Neukum) у модели станции «Марс-96». С 1993 г. он является директором Берлинского института планетных исследований (Institut für Planetenerkundung), до этого работал в Западной Германии (Oberpfaffenhofen). Снимок сделан осенью 1996 в библиотеке института незадолго до того, как из-за ошибок управления станция погибла вместе с приборами, разработанными учеными ряда стран. Молодой российский ученый Александр Родин из ИКИ РАН рассказывал, что задолго до запуска он предлагал вместо старинной бортовой ЭВМ поставить современную ЭВМ и программировать на Фортране. По его мнению, написать безошибочно работающую программу в кодах старой советской ЭВМ было практически невозможно.
2. Справа налево: Герхард Нойкум (Gerhard Neukum) и Уинг Ип (Wing H. Ip). Китаец Ип долго работал в Германии и в 1998 г. вернулся на Тайвань. Сфера его интересов очень широка, к тематике нашей книги относятся его работы по миграции планетезималей в ходе формирования планет-гигантов. Ип — главный редактор журнала «Planetary and Space Science». Киото, Япония, 1997.
3. Слева направо: Рене Пишел (Rene Fischel), Герхард Хан (Gerhard Josef Hahn) и автор. Р. Пишел окончил мехмат Харьковского университета, свободно владеет русским языком, в настоящее время является заведующим отделом Берлинского института планетных исследований; среди его подчиненных есть и западные немцы, которые старше его возрасту. Г. Хан — один из сотрудников этого отдела, автор многих работ по динамике небесных тел, родился в Австрии, долгое время работал в Великобритании и Швеции, пока не получил постоянное место в Берлине. Берлин, 1996.
4. Слева направо: Дуглас Лин (Douglas N. C. Lin, Отд. астрономии, Санта Круз, США), Джек Лиссауэр (Jack Jonathan Lissauer, НАСА [NASA Ames Research Center], США) и Мартин Дункан (Martin J. Duncan, Отделение физики Королевского университета, Кингстон, Канада). Д. Лин и Дж. Лиссауэр имеют много работ, посвященных формированию Солнечной системы. М. Дункан в последнее время занимается изучением формирования и динамической эволюции пояса Эджеверса—Койпера и облака Оорта. Замок Блуа (Blois), долина Луары, Франция, 1997.
5. Слева направо: Мартин Дункан, его жена и Дж. Бернс (Joseph A. Burns, Корнельский Университет, Итака, США). Дж. Бернс долгое время был главным редактором журнала *Icarus*, в молодости стажировался у В. С. Сафронова в Институте физики Земли АН СССР. Снимок сделан в замке Шамбор (Chambor, долина Луары, Франция, 1997) во время торжественного ужина конференции, затянувшегося до полуночи. Лето, горит камин, но та сторона тела, которая находится в тени камина, мерзнет от сильного сквозняка. Не завидую королям, которые приезжали сюда зимой.
6. Джон Чамберс (John Chambers), молодой, но перспективный сотрудник Армской обсерватории в Северной Ирландии. Справа от него видна коляска с ребенком. Западные ученые нередко приезжают на конференции с женами и детьми. На дальнем плане участники конференции изучают стендовые доклады. Замок Блуа, Франция, 1997.
7. Вьетнамец Джин Тран Тхан (Jean Tran Thanh) с женой. Известный астрофизик, работает в Парижском университете, периодически организует конференции по астрономии, проходящие в долине Луары. Говорит по-русски. Совместные обеды и ужины для участников конференции в Блуа занимали часа три в день. Достаточно времени, чтобы насладиться французской кухней и познакомиться с участниками конференции. Замок Блуа, Франция, 1997.
8. Ян Роксбург (Ian W. Roxburgh) является директором Астрономического отделения Школы математических наук Лондонского университета. Утверждает, что вторым языком этого отделения стал русский язык. Киото, Япония, 1997.
9. Справа налево: Жак Анрэ (Jacques Henrard, Отделение математики Университета в Нампоре, Бельгия), автор, Анна Леметр (Anne Lemaître, Отделение математики Университета в Нампоре). Профессор Ж. Анрэ является главным редактором журнала «Celestial mechanics and dynamical astronomy». А. Леметр, кроме преподавания, научных исследований и работы в этом журнале, является еще секретарем Комиссии МАС № 7 «Небесная механика». Киото, Япония, 1997.
10. Слева направо: Шигеру Ида (Shigeru Ida, Отделение наук о Земле и планетах, Факультет науки, Токийский технологический институт), Рену Малхотра (Renu Malhotra, Институт Луны и планет, Хьюстон, США), автор и Павел Арцимович (Pawel Artymowicz, Стокгольмская обсерватория, Швеция). Ида возглавляет работы самой большой японской (и мировой) группы ученых, изучающих формирование планет. Малхотра родилась в Индии, но успешно работает в США, последние ее работы относятся к транснептуному поясу. Поляк Арцимович работал некоторое время в США, а несколько лет назад перебрался в Швецию и изучает сейчас планетные системы около звезд. Токио, Япония, 1997.
11. Сценка в перерыве между докладами на «Объединенной дискуссии по кометам и малым планетам с японскими астрономами-любителями» (озеро Бива-Ко, Япония, 1997). В центре кадра жестикულიрует Дональд Йоманс (Donald K. Yeomans, Лаборатория реактивного движения, Пасадена, США).

Он предпочитает изучать малые тела с помощью космических аппаратов. Крайний слева — Алан Харис (Alan W. Harris) из той же лаборатории.

12. Крайний слева — Джун-ичи Ватанабе (Jun-ichi Watanabe, Национальная астрономическая обсерватория, Токио). Является президентом ежегодной японской кометной конференции. Входит в орг. комитет комиссии МАС № 15 «Физические исследования комет, малых планет и метеоритов». Из числа ученых, представленных на фотографиях, в этот комитет входят также М. Бейли и Ж. Фернандез. Озеро Бива-ко, Япония, 1997.
13. Справа налево: Том Герелс (Tom Gehrels, Лаборатория Луны и планет, Аризонский университет, Тусон, США) и Олег Павлович Быков (ГАО РАН, т. е. Пулковская астрономическая обсерватория). Астроном Т. Герелс неоднократно был главным редактором сборников, насчитывающих по тысяче страниц. Озеро Бива-Ко, Япония, 1997.
14. Слева направо: Жулио Фернандез (Julio Angel Fernandez, Отдел астрономии, Монтавидео, Уругвай), Дэвид Ашер (David Asher), Алан Харис (Лаборатория реактивного движения, США) и автор. Работы Ж. Фернандеза посвящены в основном динамике комет. Долгое время он работал в Германии. Д. Ашер — сотрудник обсерватории в Арме (Северная Ирландия), до этого работал в Великобритании, Австралии и Японии (Лаборатория исследования коммуникаций, Кашима, Ибарак). Родился в Великобритании. Отец — шотландец, а мать — японка. Внешне выглядит, как чистый японец, но, хотя работал в Японии несколько лет, японского языка не знает, и японцы, которые обращались к нему на улице, этому удивлялись. Озеро Бива-Ко, Япония, 1997.
15. Ужин во время «объединенной дискуссии по кометам и малым планетам с японскими учеными-любителями» (озеро Бива-Ко, Япония). Слева за ближней половиной стола сидит астроном-наблюдатель Эдвард Бауэл (Edward L. G. Bowell, Ловельская обсерватория, Флагстаф, Аризона, США). За дальней стороной стола справа налево: Дональд Йоманс (Donald K. Yeomans, Лаборатория реактивного движения, Пасадена, США), Суйчи Накано (Syuichi Nakano, председатель организационного комитета этой «дискуссии», которая объединила две ежегодные японские конференции, посвященные кометам и малым планетам), Алан Харис (Alan W. Harris, Лаборатория реактивного движения, США) и Андреа Карузи (Andrea Carusi, зав. отд. планетологии, Рим). А. Карузи является президентом Фонда «Космическая стража», который координирует организацию наблюдений объектов, сближающихся с Землей, и действия по защите Земли от столкновений с этими объектами.
16. Слева направо: Винченцо Заппала (Vincenzo Zappala, Туринская обсерватория, Италия), Алессандро Морбиделли (Alessandro Morbidelli, Астрономическая обсерватория в Нише, Франция), Джованни Вальсечи (Giovanni Battista Valsecchi, Отд. планетологии, Рим). Эти ученые имеют многочисленные публикации по астероидам и объектам транснептунового пояса. В. Заппала является президентом комиссии МАС № 15 «Физические исследования комет, малых планет и метеоритов». Киото, Япония, 1997.
17. Справа налево: Андреа Милани (Andrea Milani, Отделение математики, Университет в Пизе, Италия) и Джованни Вальсечи (Giovanni Battista Valsecchi, Отд. планетологии, Рим). Одна из их последних совместных работ посвящена астероидам, сближающимся с Землей. Намюр, Бельгия, 1998.
18. Справа у колонны стоит Скотт Тремейн (Scott Tremaine, зав. отделом астрофизических наук, Принстонский университет, США). До 1997 г. он был директором Канадского института теоретической астрофизики при Торонтском университете. Намюр, Бельгия, 1998.
19. Слева направо: Клод Фрешлэ (Claude Froeschle, Астрономическая обсерватория в Нише, Франция) и С. Аазес (S. J. Aarseth, Институт астрономии, Кембридж, Великобритания). Одним из направлений деятельности К. Фрешлэ является изучение эволюции орбит астероидов. Он является президентом комиссии № 7 МАС «Небесная механика». С. Аазес моделирует эволюцию звездных скоплений. Намюр, Бельгия, 1998.
20. Слева направо: Сильвио Ферраз-Меллоу (Sylvio Ferraz-Mello, Институт астрономии и геофизики Университета в Сан-Паулу, Бразилия) и Зоран Кнежевик (Zoran Knezevic, Астрономическая обсерватория, Югославия). Ферраз-Меллоу является основателем бразильской школы по динамике малых тел, и на международных конференциях часто можно встретить его учеников. Кнежевик опубликовал ряд работ, посвященных средним элементам орбит астероидов. Намюр, Бельгия, 1998.
21. Слева — Жак Ласкар (Jacques Laskar, Бюро долгот, Париж), являющийся одним из наиболее известных аналитиков в области небесной механики. Намюр, Бельгия, 1998.
22. Слева направо: Брайан Марсен (Brian G. Marsden, Центр астрофизики, Кембридж, США), автор и Ханс Рикман (Hans Rickman, Уппсальская астрономическая обсерватория, Швеция). Б. Марсен является директором Центра малых планет (Minor planet center) и директором Центрального бюро астрономических телеграмм (Central bureau for astronomical telegrams). К нему со всего мира стекаются результаты наблюдений небесных тел. После обработки часть из них публикуется в Электронном циркуляре малых планет (Minor planet electronic circulars), а часть — Циркулярах МАС (IAU

circulars). В 1997 г. вышел 301 циркуляр по малым планетам общим объемом в 2408 страниц и 273 циркуляра МАС. Х. Рикман является помощником генерального секретаря МАС. Он неоднократно организовывал конференции и редактировал их труды. Намюр, Бельгия, 1998.

23. Ничто человеческое не чуждо «главному полицейскому Солнечной системы». Справа танцует Б. Марсен. Кроме перечисленных выше постов он входит в Совет Директоров Фонда «Космическая стража», который координирует организацию наблюдений объектов, сближающихся с Землей, и действия по защите Земли от столкновений с этими объектами. Намюр, Бельгия, 1998.
24. Справа налево: Тошио Фукушима (Toshio Fukushima, Национальная астрономическая обсерватория, Токио) и Хунг Мок Ли (Hyung Mok Lee, Отдел наук о Земле, Пусанский национальный университет, Южная Корея). Т. Фукушима разрабатывает методы интегрирования для динамической астрономии. Он являлся председателем местного орг. комитета 23-й Генеральной ассамблеи МАС, проходившей 18–30 августа в Киото. Намюр, Бельгия, 1998.
25. Справа налево: Милош Шидлиховский (Milos Šidlichovský) и Давид Вокрухликий (David Vokrouhlický). Оба работают в Праге (Чехия) в Астрономических институтах, но институт, где работает Шидлиховский, принадлежит Чешской АН, а второй институт является частью Университета (Charles University). М. Шидлиховский основное внимание уделяет резонансам и хаосу в астероидном поясе. Доклад Д. Вокрухликого в Намюре был посвящен негравитационному эффекту Ярковского, влияющему на движение тел диаметром менее 100 м. Намюр, Бельгия, 1998.
26. Эрик Элст (Eric W. Elst) у себя в кабинете в Королевской обсерватории под Брюсселем. Э. Элст является первооткрывателем множества астероидов. Один из немногих астрономов, которые в 1998 г. еще использовали для поиска астероидов фотопластинки. Обладает поразительным чутьем на астероиды. На моих глазах за несколько минут поместил на пластинке следы нескольких астероидов. Я до этого никак разглядеть не мог. Бельгия, 1998.
27. Эрик Элст у себя дома с одной из пяти кошек. Являясь одним из рекордсменов по числу открытых астероидов, он находит время писать музыкальные произведения. Бельгия, 1998.
28. Слева направо: Алексей Максимович Фридман (академик РАН, зав. отделом института астрономии РАН; сокращенное название института — ИНАСАН), Анатолий Михайлович Черепашук (чл.-корр. РАН, директор Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга МГУ; сокращенное название института — ГАИШ), Александр Алексеевич Боярчук (академик РАН, директор ИНАСАН) и автор. Киото, Япония, 1997.
29. Слева направо: Николай Николаевич Горькавый (Крымская астрофизическая обсерватория) и автор. Вместе с А. М. Фридманым Н. Н. Горькавый выпустил книгу «Физика планетных колец». Киото, Япония, 1997.
30. Справа налево: Михаил Яковлевич Маров, Дмитрий Федорович Лупишко и автор. Чл.-корр. М. Я. Маров является заведующим отделом Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (ИПМ РАН) и главным редактором журнала «Астрономический вестник». Неоднократно читал лекции за границей. Одна из его книг называется «Планеты Солнечной системы». Д. Ф. Лупишко — директор астрономической обсерватории Харьковского государственного университета. Ульяновск, 1997.
31. Участники конференции «Тунгуска–95» (официальное название «Экологические последствия для биосферы Земли падения космических тел типа тунгусского метеорита») около навеса, служащего столовой и расположенного рядом с избами Кулика в эпицентре тунгусского взрыва. Стоит слева направо: Вильгельм Генрихович Фаст (Томский государственный университет), Владимир Алексеевич Алексеев (ТРИНИТИ, Троицк, Московская область), Геннадий Федорович Плеханов (директор НИИ биологии и биофизики, Томск), Клубэ (S. V. Clube, отдел астрофизики, Оксфорд, Великобритания), Питер Сноу (Peter Snow, Новая Зеландия), Марк Бейли (Mark E. Bailey, директор Армской обсерватории в Северной Ирландии). За Клубэ стоит Вячеслав Васильевич Емельяненко (Южно-Уральский университет, Челябинск), а за Бейли у столба — Кристина, жена Эрика Элста. Сидят слева направо: Борис Николаевич Голубов (ученый секретарь ИС по проблемам биосферы, Москва), Эрик Элст (Eric Elst, Королевская обсерватория, Бельгия), Емельянов Юрий Михайлович (МГУ, Москва) и Ольховатов Андрей Игоревич (НИИ радиоприборостроения, Москва).
32. Участники конференции «Тунгуска–96» (Болонья, Италия). На первом плане у левого края сооружения, состоящего из обручей, в очках стоит Брайан Марсен (Brian Marsden). Слева от него — Джек Хиллс (Jack Hills, Лос-Аламосская национальная лаборатория, США). В честь него внутреннее уплотненное кометное облако, располагающееся на расстоянии $10^3 - (2-3) \cdot 10^4$ а. е., названо облаком Хиллса. Крайний справа на втором плане — Вильям Ботке (William F. Bottke).
33. Слева направо: Леонид Васильевич Ксанфомалити (Институт космических исследований РАН, сокращенно ИКИ РАН, Москва), Владислав Владимирович Шевченко (зав. отделом ГАИШ), Владимир Наумович Жарков (Объединенный институт физики Земли РАН, сокращенно ОИФЗ РАН,

Москва). Все трое имеют множество публикаций. Например, в 1997 г. вышла книга Л. В. Ксанфомалити «Парад планет», а в 1983 г. — книга В. В. Шевченко «Луна и ее наблюдения». В. Н. Жарков — автор ряда книг, посвященных внутреннему строению планет. Блуа, Франция, 1997.

34. Слева направо: Владимир Наумович Жарков (ОИФЗ РАН), Андрей Борисович Макалкин (ОИФЗ РАН), Игорь В. Хатунцев (ИКИ РАН), Василий Иванович Мороз (зав. отд. ИКИ РАН). В. Н. Жарков является заместителем главного редактора журнала «Астрономический вестник», а А. Б. Макалкин — ответственным секретарем этого журнала. Париж, 1997.
35. В центре с фотоаппаратом — Леонид Маркович Шульман (Главная астрономическая обсерватория, Киев, Украина). Справа от него Елена Грошева (Пулковская обсерватория). Л. М. Шульман — автор монографии «Ядра комет». Хорошо знает историю. Не зная французского языка, может идеально произносить несколько фраз по-французски. Как-то в Версале меня с ним что-то спросила женщина, похожая на арабку. Шульман на чистейшем французском языке ответил, что он ее не понимает. Женщина обозвала нас расистами и протянула руку для милости. Блуа, Франция, 1997.
36. Справа — Пулат Бабаджанович Бабаджанов, директор института Астрофизики Таджикской академии наук (Душанбе), автор книги «Метеоры и их наблюдения». Слева — автор. Киото, Япония, 1997.
37. Крайний справа — Субхон Ибадов, зав. Отделом физики комет и астероидов Института астрофизики АН Республики Таджикистан, автор книги «Физические процессы в кометах и родственных объектах». В центре кадра за столом сидит Клим Иванович Чурюмов (Астрономическая обсерватория Киевского национального университета, Украина). Одна из его книг называется «Кометы и их наблюдения». Клим является одним из первооткрывателей кометы Чурюмова—Герасименко. Москва, ГАИШ, 1997.
38. За ближайшим столом слева направо сидят: Вячеслав Васильевич Емельяненко (зав. каф. теоретической механики, Южно-Уральский университет, Челябинск) и Владимир Александрович Шефер (зав. Астрономической обсерваторией, НИИ Прикладной математики и механики, Томск). На заднем плане автор. В. В. Емельяненко — автор многочисленных работ по динамике комет, более двух лет работал в Соединенном королевстве Великобритании и Северной Ирландии. Москва, ГАИШ, 1997.
39. В центре кадра жестикулирует руками Константин Владиславович Холшевников (зав. каф. небесной механики астрон. отделения матмеха Санкт-Петербургского университета). Москва, 1997.
40. В коридоре ГАИШа справа налево: Николай Геннадиевич Бочкарев (ГАИШ МГУ, председатель Астрономического общества), Николай Владимирович Емельянов (заведующий кафедрой ГАИШ, изучает движение спутников планет), Леонид Леонидович Соколов (Астрономический институт Санкт-Петербургского университета), Чепурова Валентина Михайловна (ГАИШ). Москва, 1997.
41. Справа налево: Игорь Анатольевич Герасимов (зам. директора ГАИШ) и Владимир Владимирович Лапшин (МГТУ им. Баумана). И. А. Герасимов — один из немногих москвичей, исследующих движение астероидов. Он входит в оргкомитет Комиссии № 7 МАС «Небесная механика». Кроме него, из числа ученых, представляющих на снимках, в оргкомитет входят: С. Ферраз-Меллоу, Т. Фукушима, З. Кнежевик и А. Милани. Москва, ИПМ, 1996.
42. Сотрудники Института астрономии РАН (ИНАСАН). Справа налево: Анатолий Михайлович Микиша, Лидия Васильевна Рыжова (зав. отделом), Сергей Иванович Барабанов, Галина Васильевна. Москва, ИНАСАН, 1997.
43. Слева направо авторы новой космогонической модели: Тимур Магометович Энеев (академик РАН, зав. сектором, Институт прикладной математики РАН, Москва) и Николай Николаевич Козлов (ведущий научный сотрудник того же института). Москва, ИПМ, 1997.
44. Слева направо: Сергей Павлович Курдюмов (директор Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН до 1999 г., член-корр. РАН) и Всеволод Александрович Егоров (главный научный сотрудник института). Тому, кто изучает ограниченную задачу трех тел, может быть интересна книга В. А. Егорова и Л. И. Гусева «Динамика перелетов между Землей и Луной». Москва, 1998.
45. Празднование 80-летнего юбилея Виктора Сергеевича Сафронова (1917–1999) в столовой Объединенного института физики Земли РАН (ОИФЗ РАН, Москва). Юбилар получает очередное поздравление. Справа от него сидит его жена — Евгения Леонидовна Рускол, работающая в этом же институте. В. С. Сафронов является одним из основателей современной планетной космогонии. Его книга «Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет» была в 1972 г. переведена на английский язык. Е. Л. Рускол — автор книги «Происхождение Луны».
46. Сидят слева направо: Андрей Борисович Макалкин, автор, Ирина Николаевна Зиглина и Юрий А. Кухаренко. Стоят: Софья Владиславовна Козловская и Владимир Наумович Жарков. Все изображенные на снимке (кроме автора) являются сотрудниками ОИФЗ РАН. Фотография сделана в ОИФЗ РАН во время празднования 80-летия В. С. Сафронова. Москва, 1997.

47. Справа налево: Галина Викторовна Печерникова (Институт динамики геосфер РАН) и автор. Вместе с А. В. Витязевым и В. С. Сафроновым Г. В. Печерникова выпустила книгу «Планеты земной группы». Париж, 1997.
48. Слева направо: Андрей Георгиевич Сокольский (директор Института теоретической астрономии РАН до 1998 г.) и Андрей Васильевич Витязев (Институт динамики геосфер РАН). Их объединяет членство в Российской академии естественных наук (РАЕН). Версаль, Франция, 1996.
49. Слева направо: Владимир Васильевич Белецкий (Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, член-корр. РАН), его жена Нина Александровна и автор. В. В. Белецкий — автор около десяти монографий, переводы некоторых из которых опубликованы за рубежом. В частности, советую прочесть его книгу «Очерки о движении космических тел». Снимок сделан около садового домика В. В. Белецкого в 1997 г.
50. Слева направо: автор и Иван Иванович Шевченко (Пулковская астрономическая обсерватория). И. И. Шевченко изучает динамику астероидов. Намюр, Бельгия, 1998.

Приложение 6

Автобиографические воспоминания

Современная молодежь не всегда хорошо знает о том, что было 10–30 лет назад. Хотелось бы поделиться краткими воспоминаниями об этих годах и заодно рассказать о себе. Может кто-то чему-то научится на моих ошибках.

Я, Ипатов Сергей Иванович, родился в Москве 10 ноября 1952 г. в семье военнослужащего. Отец, Ипатов Иван Осипович (по паспорту Иосифович), и мать Ипатова (Ропаква) Александра Ивановна родились в 1927 г. и окончили школу в Череповецком районе Вологодской области. Отец, отслужив на Дальнем Востоке и в Монголии, в 1952–1957 учился Военно-инженерной академии им. В. В. Куйбышева, потом два года служил в Прибалтике, где родился мой брат Андрей. В 1960 г. отец поступил в адъюнктуру (аспирантуру) академии. Защитив в 1963 г. кандидатскую диссертацию, он остался в академии на преподавательской работе. В 1982 г. вышел в отставку в звании полковника и еще несколько лет после этого работал в госцентре «Природа». Мать, по образованию учительница математики, перед выходом на пенсию работала методистом в Университете дружбы народов. Брат, доктор технических наук, занимается геофизикой.

Дед по матери, Ропак Иван Васильевич, прожил более ста лет, хотя в пенсионные годы жил в нескольких километрах от гигантского череповецкого металлургического и коксо-химического заводов. Практически никогда не обращался к врачу и даже зубы сам вырывал. В последние годы жизни как-то отправился к врачу. Тот лекарств не прописал, а сказал — больше двигаться. Дед обиделся, но рекомендации стал выполнять, и хвори прошли. До последних дней жизни был подвижным, бодрым, энергичным и обладал прекрасной памятью. В первую мировую войну стал Георгиевским кавалером. При советской власти долгое время был директором маслозавода. Завод поставлял знаменитое вологодское масло прямо в Кремль, но дед в партию так и не вступил. Дед по отцу, Ипатов Осип Степанович, всю жизнь крестьянствовал и прожил 92 года. У родителей матери было семеро детей, у родителей отца — четверо. Поэтому имею 16 двоюродных братьев и сестер.

Так как в Прибалтике была проблема с русскими школами, то в первый класс я пошел почти в 8 лет (в 1960 г.), когда родители переехали в Москву. Не меняя места жительства на Подколосном переулке, я сменил три школы. В 1–4-х классах учился в школе № 656. Аббревиатуру номера школы ШППШ расшифровывали как «школа подрастающей шпаны». Половину первого класса составляли дети из окрестных переулков, а вторую половину — дети слушателей академии. К четвертому классу последние разъехались и класс сократился почти вдвое. В 5-й класс родители перевели меня в спецшколу № 35, которая только что стала английской. Со мной из ШППШ перешел и Миша Скротан, ныне известный переводчик с арабского языка. Чтобы догнать обычные спецшколы, за год проходили по английскому языку программу нескольких классов. К каждому уроку заучивали различные тематические тексты на английском языке, и готовиться приходилось значительно больше, чем в начальной школе. Класс был дружный, и до сих пор мы встречаемся каждый год 30 марта. О масштабе строительства жилья в 60-е годы в Москве говорит тот факт, что если в 5-м классе почти все ученики жили около школы, то в 8-м классе многие ездили из районов новостроек. Немало семей в начале 60-х жили в центре Москвы в подвалах. Поэтому получение отдельной квартиры, даже в пятиэтажном блочном доме (тогда их еще никто не называл «хрущобами»), было для многих праздником.

В школе были хорошие туристические традиции, и я с удовольствием организовывал классные походы. В частности, после 8-го класса мы ездили классом в Карпаты. В эти годы летом я ездил в турлагерь «Дети капитана Гранта» Дворца пионеров, располагавшегося в пер. Стопани (ныне пер. Огородной Слободы). Возглавлял туристическую секцию (в 1997 г. ей исполнилось 50 лет) и лагерь замечательный человек — Грант Александрович Генженцев. Кроме него, в лагере, наверное, на 100 человек школьников, было только 2–3 взрослых инструктора — рабочих, увлекавшихся туризмом. Считалось, что если в походе по Подмосковью

группу шестиклассников возглавляет семиклассник, то он без взрослых выведет ее через леса на место сбора групп в 20 км от старта. Запомнился поход после 7-го класса, когда прошли по малонаселенным районам Кавказа от Архыза до Красной Поляны, по-моему, более 250 км. Почти каждый день шли непрерывные дожди, все было мокрые, и как-то, подойдя к ручью, многие поленились идти к бревну, перекинутому через ручей, а пошли через ручей вброд прямо в обуви. При переходе по огромному столу через реку Б. Лаба один школьник сорвался с него и повис на страховке. Среди бурунов торчала только его голова. Плановые туристские группы этим маршрутом не ходили, и ребята находили заржавевшее оружие, оставшееся с войны. Найденные гранаты инструктор забросил в горное озеро, а остатки пулемета пропали в поезде на Москву. Продуктов на пешую часть похода было взято немного, готовили утром и вечером всего по пол-ведра каши на 28 человек, а шли с утра до позднего вечера. Поэтому еще долго после этого похода у меня был хороший аппетит.

Английский в спецшколе был поставлен хорошо, но на уроках математики мне было скучно, особенно, если учительница весь урок что-то обсуждала у доски с двоечником. Заниматься математикой ездил в вечернюю математическую школу при знаменитой школе № 2 на Ленинском проспекте. В конце 8-го класса, одноклассник Сергей Шигель, которому нужен был повод уйти с урока труда, договорился с учителем, что он ответит меня и другого одноклассника, Володю Авсияна, сдавать вступительный экзамен в школу № 352 при московском областном педагогическом институте им. Н. К. Крупской. Сам он сдал экзамен раньше, но старый класс так и не покинул, а мы с Володией в 9–10-х классах учились в новой школе. Занятия вели преимущественно преподаватели педагогического института. В частности, занятия по математике проводил Стратилатов, автор задачника по тригонометрии. Класс состоял, в основном, из ребят, и на переменах мы обычно играли в футбол. Со звонком в практически пустой класс бежали потные, разгоряченные ученики. Ребята из других классов почему-то в игре практически не участвовали. Придя в 9-й класс, я попробовал приобрести новый класс к туризму. Одноклассники дружно пришли в двухдневный поход, но с огромными запасами спиртного, и утром в воскресенье представляли собой очень печальное зрелище. Больше желания организовывать походы с новым классом у меня не было, но все же в Крым после 9-го класса мы съездили. В школьные годы регулярно успешно участвовал в олимпиадах по математике, физике, химии, черчению и географии. Школы № 656 и № 352 были расформированы вскоре после того, как я их покинул, и сейчас в их зданиях находятся другие организации.

В 1970–1975 гг. учился на механико-математическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. Когда шел подавать документы в МГУ, никак не мог выбрать, на какой из трех факультетов (мехмат, физфак или ВМК) поступать. Мехмат располагался дальше всех от метро, пока думал, до него и дошел. После 2-го курса происходило разделение по кафедрам. Кафедру теоретической механики я выбрал потому, что она была близка к модной тогда теме космического полета. Заведующий кафедрой теоретической механики Д. Е. Охочимский (тогда чл.-корр. АН СССР, ныне академик РАН) являлся (и является) одновременно заведующим отделом Института прикладной математики АН СССР (с 1978 г. институт носит имя М. В. Келдыша). Некоторые сотрудники его отдела (В. В. Белецкий, В. А. Егоров, М. Л. Лидов) также являлись профессорами этой кафедры. В конце 2-го курса мы с однокурсником Володией Лапшиным, пришли на встречу с Д. Е. Охочимским, которого хотели просить быть научным руководителем. Дмитрий Евгеньевич привел с собой Т. М. Энзеева, которого я до этого не знал, и познакомил нас. Тимур Магомедович стал моим научным руководителем. Так что в цепи случайностей, приведших меня в астрономию, Д. Е. Охочимский сыграл не последнюю роль.

Под руководством Т. М. Энзеева (тогда чл.-корр. АН СССР, ныне академика РАН), на третьем–четвертом курсах писал курсовые на тему «Использование теории игр в целях управления космическими аппаратами». Лауреат Ленинской премии Т. М. Энзеев долгое время занимался космической тематикой, но в начале 70-х он стал также изучать эволюцию галактик и формирование Солнечной системы. В начале пятого курса научный руководитель сказал, что теория управления космических аппаратов занимается и так много народу и лучше заняться другими вопросами. Когда я к Новому году уже заканчивал отладку алгоритма моделирования эволюции звезд галактики вследствие их взаимного гравитационного влияния, Т. М. Энзеев предложил очередной раз сменить тематику, и тема моей дипломной работы уже называлась «Некоторые вопросы эволюции астероидного пояса». Я менял темы без особого энтузиазма, и только стечение обстоятельств привело к тому, что я стал заниматься динамикой тел

Солнечной системы и написал эту книгу. До сих пор я не считаю, что теория управления менее интересна, чем астрономия.

На четвертом курсе я ходил в ИПМ считать на ЭВМ один-два дня в неделю, но на пятом курсе, наоборот, основное время проводил в ИПМ. Поэтому переход от студента МГУ в стажера-исследователя ИПМ произошел незаметно, причем даже по зарплате. Повышенная стипендия на 5-м курсе была 85 руб., а зарплата стажера в ИПМ — 100 руб. Так как со стипендии налоги не брали, то реальная разница составила, по-моему, около двух рублей. Сейчас покупательная способность моей зарплаты ведущего научного сотрудника и доктора наук (хотя и ее не всегда вовремя дают) меньше, чем той стипендии. В ИПМ чисто теоретическая работа не очень приветствовалась, но авторитет Т. М. Энеева позволил мне заниматься изучением формирования и эволюции Солнечной системы. Только в 1985—1990 гг. пришлось часть времени уделять трассировке двухслойных печатных плат.

Байдарочный туризм был очень широко распространен среди московской интеллигенции. Плыешь по уральской реке в малонаселенной местности и встречаешь каждый день туристские группы, причем многие из них. Несколько раз ходил в походы на байдарках по objevлению (Карелия, Урал, Южная Украина). При такой организации похода созваниваешься с попутчиками по телефону и иногда впервые видишь группу только на вокзале при отъезде. В лучшем случае группа собирается один раз до отъезда. Потом пару недель идешь с этой группой по малонаселенной местности. Никаких проблем внутри группы никогда не было.

В 1975 г. в пераом моем байдарочном походе, проходившем по Белоруссии и Литве, один пожелой, но бодрый и энергичный турист, глядя на пасущихся на берегу коров, сказал: «Я как-то доил коров. Это было еще до Первой мировой войны, когда я жил в Америке. Там была безработица, и я нанялся к фермеру доить коров». То есть во время похода этому туристу, старому большевику, было за 80 лет. Сейчас среди руководителей походов выходного дня по Подмоскoвью есть даже 90-летние.

В походе по реке Усьва на Среднем Урале нам приходилось не столько плыть, сколько идти пешком по реке и тащить байдарки по обмелевшей реке. Зато около хребта Средние Басеги мы вдоволь наелись ягод. На вершинах невысоких гор не было деревьев и кустарников, а росли только брусника и голубика.

В одном из походов по р. Шуя в Карелии первоначально хорошая погода сменилась дождями. На середине маршрута после порога Большой Толли, кто-то, прослушав прогноз погоды по стране, сказал: «Хорошо бы на Юг. Там — солнечно». Утром вышли к деревне, сели на автобус, потом на электричку и поезд и вторую неделю похода плыли уже по Южному Бугу на Украине. В отличие от более официальных туристов, наша группа не имела маршрутной книжки (которая давала возможность получать туристские разряды) и поэтому могла менять маршрут как угодно. Мы тогда по несколько раз проходили один и тот же порог Б. Толли, перетаскивая байдарки к началу порога. Официальная группа, плывшая в это же время, этот порог проходить не стала и, наоборот, перетаскала свои байдарки к концу порога. Свое поведение они объяснили так: «Нам нужно пройти маршрут в указанные сроки, и мы не можем рисковать тем, что что-то может случиться с байдарками». Для них все было подчинено получению разрядов, причем не совсем заслуженному. Прошло несколько лет, и через неделю путешествия в Ленинградской области речка оказалась нам слишком мелководной и за вторую неделю мы прошли остаток карельского маршрута по р. Шуя.

Институт прикладной математики был создан для проведения математических расчетов для ядерных и космических исследований и был не совсем обычным академическим институтом. Основное внимание уделялось решению важных государственных задач, в которых участвовали большие коллективы. В 70-е годы уровень обеспеченности института ЭВМ был значительно выше среднего, и провести мои расчеты процесса аккумуляции планет в ИФЗ или каком-либо советском астрономическом институте было невозможно. Хотя ИПМ не являлся астрономическим институтом, в библиотеке института в советское время были все основные зарубежные астрономические журналы, чем за рубежом могут похвастаться только крупнейшие университеты. В Институте считалось, что самое важное — это выпускать отчеты, потом препринты ИПМ, а статьи — это не самый важный вид представления полученных результатов. Препринты ИПМ печатались тиражом до 200 и более экземпляров (сейчас тираж Астрономического вестника чуть больше 200), рассылались в основные библиотеки и поступали в продажу. Очередь на публикацию в журнале «Астрономический вестник» достигала 2–3-х лет, а препринт можно было издать в течение месяца и в гораздо большем объеме, чем

статью. Многие сотрудники института выпускали в первую очередь отчеты и препринты. Считалось, что, выпустив отчет, сотрудник сделал полезное дело для ИПМ, а статьи он публикует в основном лично для себя. Я долгое время следовал этой традиции и почти не публиковал статьи. Не знаю, сколько бы я еще ограничивался препринтами, если бы не случай. Когда я начал работать в ИПМ, Т. М. Энеев и Н. Н. Козлов проводили расчеты модели объединения разреженных газопылевых сгущений в гигантские протопланеты, из которых, по их мнению, образовались современные планеты. Я начал проводить аналогичные расчеты для твердотельной модели аккумуляции планет, которая давно была предложена в Институте Физики Земли АН СССР. В 1986 г. Т. М. Энеев сказал, что его упрекают в двуличности и спрашивают, верит ли он в свою модель, так как сам он проповедует одну теорию и одновременно, как заведующий сектором, утверждает мои препринты с совсем другой теорией. Поэтому он посоветовал мне посылать космогонические работы в журналы. Текст одного долго валявшегося несостоявшегося препринта я перевел на английский язык и без единого замечания опубликовал в 1987 г. в виде статьи объемом в 28 страниц в журнале «Earth, Moon, and Planets», а второй несостоявшийся препринт вышел в 1988 г. (даже с учетом получения разрешения президиума РАН на публикацию за рубежом, публикация статей за границей происходила быстрее, чем в СССР) как статья в Астрономическом журнале (последняя статья впоследствии была включена в сборник «The origin of the Solar System: Soviet Research 1925–1991»). После этого я, если и выпускал препринты, то только так, как это делается за рубежом, — как копии статей, направленных в печать, хотя в моем случае препринты не совпадали со статьями, а более подробно излагали некоторые вопросы и включали большее число рисунков. Мне хотелось бы поблагодарить Т. М. Энеева за его уникальную терпимость к чужому мнению. Зарубежные ученые, особенно японцы, с которыми я разговаривал, не очень представляли, чтобы у них подчиненный мог свободно разрабатывать модель, которую начальник не одобрял. Сейчас часто говорят, что при социализме было мало свободы. В нашем секторе ее было больше, чем на Западе.

До конца 80-х годов я не ездил на конференции, даже советские, ограничиваясь чтением многочисленных публикаций и полагая, что ничего нового я на конференциях не узнаю, так как и так всегда могу взять новые номера журналов или сходить в Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта АН СССР, где еще занимаются планетной космогонией. Изучение эволюции орбит астероидного типа считал второстепенным направлением своих исследований. Один раз Т. М. Энеев организовал мне приглашение на конференцию без доклада, но я все равно не поехал. Редко посещал я и семинары в других организациях. Считал себя не астрономом, а специалистом по математическому моделированию, которому все равно, что моделировать: сегодня — образование Солнечной системы, завтра — трассировку печатных плат. В 90-е годы я больше занимался осмыслением ранее полученных результатов расчетов и стал уже ощущать себя специалистом в области астрономии. Новые программы практически не писал, а использовал или свои старые алгоритмы, или зарубежный пакет программ SWIFT. После того, как выбросили ЭВМ БЭСМ-6, по своим алгоритмам пока больше не считал. В конце 80-х в институте было 7 БЭСМ-6 и еще несколько хороших ЕС. В 90-е годы цены на электроэнергию стали такими большими, а, главное, зарплата научных работников стала такой низкой, что одна ЭВМ съедала зарплату большого отдела. Вместе с советскими ЭВМ в институте прекратила существование и служба, занимавшаяся их обслуживанием и составлявшая значительную часть работников института. В начале 70-х БЭСМ-6 немного уступала лучшим зарубежным ЭВМ и даже через 20 лет, в начале 90-х, при вычислениях с плавающей запятой значительно обгоняла бывшие тогда 286-е и 386-е персоналки.

Сейчас жалею, что довольно поздно вышел за рамки ИПМ, и советую молодым ученым больше лично общаться с другими специалистами, хотя вроде в их статьях и так все опубликовано. Лаборатория В. С. Сафронова в Институте Физики Земли им. О. Ю. Шмидта АН СССР имела хорошие международные связи. Начав посещать в 80-е годы семинары этой лаборатории, я познакомился там с зарубежными учеными (Дж. Везериллом, Дж. Лиссауэром, А. Боссом), приезжавшими этот институт. Вспоминается эпизод 80-х годов. После выступления американского ученого в конференц-зале ИФЗ из президиума объявили, что дальнейшее обсуждение можно продолжить в одной из комнат лаборатории В. С. Сафронова. Проходя мимо известного профессора, сотрудника нашего института, спрашиваю его, идет ли он в эту комнату. Он шархается: «Так ведь тогда надо будет в первом отделе писать объяснительную».

Разбрасываясь на решение различных задач, начинал оформлять диссертации, имея объем публикаций, заметно превышающий среднестатистический. В 1982 г. защитил кандидатскую

диссертацию на тему «Эволюция орбит гравитирующих частиц и проблема аккумуляции планет Солнечной системы», а 3 декабря 1996 г. (утверждена в апреле 1997 г.) — докторскую диссертацию на тему «Моделирование миграции небесных тел в Солнечной системе». В 1993 г. получил диплом старшего научного сотрудника. В настоящее время являюсь автором более 120 научных публикаций, общим объемом более 1 000 страниц (не включая данную книгу). Еще более 1 000 страниц содержится в диссертациях и отчетах. Подавляющее большинство работ написано без соавторов. Однако я не считаю это достоинством и в будущем собираюсь более активно сотрудничать с другими учеными.

В последние годы неоднократно докладывался на конференциях в различных странах. Был с научными визитами в США (1990, 1992), Франции (1995 — 2 раза, 1996, 1997, 1999), Италии (1993, 1996), Германии (1995, 1996, 1998, 1999), Бельгии (1995, 1998, 1999), Финляндии, Швеции (1994), Соединенном королевстве Великобритании и Северной Ирландии (1995, 2000), Греции и Японии (1997), Польше (2000). Заглядывал и в другие страны (Нидерланды, Люксембург, Монако, Ватикан). «Коллекционированием» стран не занимаюсь. Езжу по делам. В течение 1–2-х месяцев посещал некоторые зарубежные научные центры: Институт теоретической физики Калифорнийского университета в Санта-Барбаре (США) в 1992 г., Нотр-Дамский университет в г. Намюр (Бельгия) в 1995 г., Берлинский Институт планетных исследований в 1996 г. и Бельгийскую королевскую обсерваторию в конце 1998 г. В 1999 г. я провел в этой обсерватории пять месяцев. С более короткими визитами (до двух недель) посетил Отделение земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне (1990), Обсерватории в Турку (1994), Медоне (под Парижем), Уккле (1995), Ницце (1999) и Арме (Северная Ирландия), Лондонский университет (Astronomy Unit of Queen Mary and Westfield College, 1995) и Токийский технологический институт (1997). Поездки поддерживались грантами National Science Foundation (1992), International Science Foundation (1995), European Southern Observatory (1995), DAAD (немецкая служба академических обменов, 1996), IAU (1998, 2000), Министерством науки Бельгии (DWTC, 1998), COSPAR (2000), РФФИ, а также оргкомитетами конференций и приглашающими организациями.

В настоящее время работаю ведущим научным сотрудником ИПМ им. М. В. Келдыша РАН. В 1993–1998 г. являлся руководителем грантов РФФИ. В первом полугодии 1998 г. прочел спецкурс на астрономическом отделении физического факультета МГУ. В 1999 г. совместно с Эриком Элстом (E. Elst) открыл несколько новых астероидов и наблюдал десятки известных малых тел. В частности, мы независимо наблюдали комету, названную C—1993 T3 (LINEAR) (IAU Circ., 7289, 1 (1999); Minor Planet Electronic Circ., 1999-U27 (1999)).

Действительный Член Российской академии естественных наук (секция физики, 2000; член-корреспондент с 1998), Нью-Йоркской академии наук (1995–1996, больше взносов не платил) и Русской академии наук и искусств (2000–), член Евро-азиатского астрономического общества (1995–), Европейского астрономического общества (1995–), COSPAR (1996–), Международной биографической ассоциации (International Biographical Association, 1998–).

В 1998 г. награжден медалями Международного биографического центра (Кембридж) «Выдающиеся люди XX-го столетия» и «Выдающийся ученый XX-го столетия», медалью почета (Medal of Honor) Американского биографического института в 1999 г.. Биография включена в справочники: «Five hundred leaders of influence» (American Biographical Institute, 7–8 издания), Marquis «Who's Who in the World» (16–18 издания), «Outstanding people of the 20th century» (International Biographical Centre, Cambridge, 1–2 издания), «2000 outstanding scientists of the 20th century» (IBC, Cambridge, 2000, 1–2 издания), «The international who's who of intellectuals» (IBC, Cambridge, 13 издание, 1998), Dictionary of International Biography (IBC, Cambridge, 28–29 издания), «Известные русские» (Москва, 2–3 издания) и др.

Контактный телефон: (095) 250–7833; факс: (095) 972–0737; e-mail: ipatov@spp.keldysh.ru.

Адрес: Москва 125047, Миусская пл. 4, Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН.

Address: Sergey Ipatov, Institute of Applied Mathematics, Miusskaya Sq. 4, Moscow 125047, Russia. Fax: +7 (095) 972–0737.

Литература

1. Абалакин В. К., Аксенов Е. П., Гребеников Е. А., Демин В. Г., Рябов Ю. А. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. М.: Наука, 1976. 864 с.
2. Агарвол и Обербек (Aggarwal H. R., Oberbeck V. P.). Roche limit of a solid body // *Astrophys. J.* 1974. V. 191. № 2. Part 1. P. 577–588.
3. Аким Э. Л., Энеев Т. М. Определение параметров движения космического летательного аппарата по данным траекторных измерений // *Космич. исслед.* 1963. Т. 1. № 1. С. 5–50.
4. Александер и Агнор (Alexander S. G., Agnor C. B.). N-body simulations of late stage planetary formation with a simple fragmentation model // *Icarus*. 1998. V. 132. P. 113–124.
5. Алексеев В. А. Радиационная история обыкновенных хондритов // *Астрон. вестн.* 1993. Т. 27. № 3. С. 81–99.
6. Андерсон и др. (Anderson J. D., Lau E. L., Scherer K., Rosenbaum D. C., Teplitz V. L.). Kuiper belt constraint from Pioneer 10 // *Icarus*. 1998. V. 131. P. 167–170.
7. Андреев Г. В., Терентьева А. К., Баюк О. А. Трансформация орбит малых тел при тесных сближениях с планетами земной группы // *Астрон. вестн.* 1991. Т. 25. № 2. С. 177–180.
8. Арнольд (Arnold J. R.). The origin of meteorites as small bodies // *Isotopic and cosmic chemistry* / Eds. H. Craig, S. L. Miller, G. J. Wasserburg. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964. P. 347–364.
9. Арнольд (Arnold J. R.). The origin of meteorites as small bodies. II. The model. III. General considerations // *Astrophys. J.* 1965. V. 141. P. 1536–1556.
10. Артемьев А. В. О происхождении осевого вращения Земли // *Уч. зап. Ярославского госуд. пед. ин-та.* 1963. Вып. 56. С. 9–86.
11. Артемьев А. В. К вопросу о происхождении осевого вращения планет // *Уч. зап. Торьковского госуд. пед. ин-та.* 1969 а. Вып. 98. С. 98–105.
12. Артемьев А. В. О раскручивании планет эллиптически движущимися частицами // *Астрон. вестн.* 1969 б. Т. 3. № 1. С. 18–25.
13. Артемьев А. В. и Радзиевский В. В. О происхождении осевого вращения планет // *Астрон. журнал.* 1965. Т. 42. № 1. С. 124–128.
14. Арицмович (Artymowicz P.). Self regulating protoplanet growth // *Icarus*. 1987. V. 70. P. 303–318.
15. Ашер и Стюл (Asher D. J., Steel D. I.). On the possible relation between the Tunguska bolide and comet Encke // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 2/3. P. 205–211.
16. Бабаджанов П. Б. Метеоры и их наблюдение. М.: Наука, 1987. 176 с.
17. Бабаджанов П. Б. Метеорные потоки сближающихся с Землей астероидов // *Астрон. вестн.* 1996. Т. 30. № 5. С. 442–453.
18. Бабаджанов и Обрубов (Babadzhanov P. B., Obrubov Yu. V.). Evolution of short-period meteoroid streams // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 1992. V. 54. P. 111–127.
19. Бабаджанов П. Б., Обрубов Ю. В., Пушкарев А. Н. Эволюция метеорного роя Квадрантид // *Астрон. вестн.* 1991. Т. 25. № 1. С. 82–92.
20. Бадж и Пеллат (Barge P., Pellat R.). Self-consistent velocity dispersions and mass spectra in the protoplanetary cloud // *Icarus*. 1990. V. 85. P. 481–498.
21. Бадж и Пеллат (Barge P., Pellat R.). Mass spectrum and velocity dispersions during planetesimal accumulation. I: Accretion // *Icarus*. 1991. V. 93. P. 270–287.
22. Бадж и Пеллат (Barge P., Pellat R.). Mass spectrum and velocity dispersions during planetesimal accumulation. II: Fragmentation // *Icarus*. 1993. V. 104. № 1. P. 79–96.
23. Бариселли и Ашмар (Barricelli N. A., Ashamar K.). Computer studies of the evolution of planetary and satellite systems. II: Evolution experiments involving two major planets and a larger number of smaller planets // *The Moon and the planets*. 1980. V. 22. № 4. P. 385–417.
24. Беаже и Аарсет (Beaugé C., Aarseth S. J.). N-body simulations of planetary formation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1990. V. 245. № 1. P. 30–39.
25. Бейли (Bailey M. E.). Comet orbits and chaos // *Nature*. 1990. V. 345. P. 21–22.
26. Бейли (Bailey M. E.). Origin of short-period comets // *Celest. Mech. & Dyn. Astron.* 1992. V. 54. № 1. P. 49–61.
27. Бейли (Bailey M. E.). Formation of outer solar system bodies: comets and planetesimals // *Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993»* (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 443–459.
28. Бейли и Емельяненко (Bailey M. E., Emel'yanenko V. V.). Dynamical evolution of Halley-type comets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1996. V. 278. P. 1087–1110.

29. Бейли и Хан (Bailey M. E., Hahn G.). Orbital evolution of 1991 DA: Implications for Near-Earth asteroids // Periodic comets / Eds. J. A. Fernandez and H. Rickman. Montevideo, Uruguay, 1992. P. 13–24.
30. Бейли и др. (Bailey M. E., Clube S. V. M., Hahn G., Napier W. M., Valsecchi G. B.). Hazards due to giant comets: climate and short-term catastrophism // Hazards due to comets and asteroids / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 479–533.
31. Белецкий В. В. Очерки о движении космических тел. М.: Наука, 1977. 432 с.
32. Белецкий В. В. Приливная эволюция наклонений и вращений небесных тел. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1978. № 43.
33. Белецкий В. В., Грушевский А. В. Структура вращательных движений небесных тел и образование Солнечной системы. Препринт Ин-та прикл. матем. РАН. 1991. № 103. 32 с.
34. Беляев Н. А., Чурюмов К. И. Комета Галлея и ее наблюдение. М.: Наука. 272 с.
35. Беннер и МакКиннон (Benner L. A. M., McKinnon W. B.). On the orbital evolution and origin of comet Shoemaker—Levy 9 // Icarus. 1995. V. 118. P. 155–168.
36. Бирн (Birn J.). On the stability of the planetary system // Astron. Astrophys. 1973. V. 24. P. 283–293.
37. Бинцель Р. П., Баруччи М. А., Фулчиньони М. Происхождение астероидов // В мире науки. 1991. № 12. С. 54–61.
38. Богард (Bogard D. D.). Impact ages of meteorites: A synthesis // Meteoritics. 1995. V. 30. P. 244–268.
39. Босс и др. (Boss A. P., Cameron A. G. W., Benz W.). Tidal disruption of inviscid planetesimals // Icarus. 1991. V. 92. № 1. P. 165–178.
40. Ботке и Гринберг (Botke W. F., Greenberg R.). Asteroidal collision probabilities // Geophys. Res. Letters. 1993. V. 20. № 10. P. 879–881.
41. Ботке и др. (Botke W. F., Nolan M. C., Greenberg R., Kolvoord R. A.). Collisional lifetimes and impact statistics of near-Earth asteroids // Hazards due to comets and asteroids / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 337–358.
42. Ботке и др. (Botke W. F., Nolan M. C., Melosh H. J., Vickery A. M., Greenberg R.). Origin of the spacewatch small Earth-approaching asteroids // Icarus. 1996. V. 122. P. 406–427.
43. Бритт и др. (Britt D. T., Tholen D. J., Bell J. F., Pieters C. M.). Comparison of asteroid and meteorite spectra classification by principal component analysis // Icarus. 1992. V. 99. № 2. P. 153–166.
44. Бронитэн В. А. Планеты и их наблюдение. Изд. 2-е. М.: Наука. 1979. 240 с.
45. Бронитэн В. А. Метеоры, метеориты, метеороиды. М.: Наука. 1987. 173 с.
46. Бронитэн В. А. Четвертый болид, сфотографированный в полете // Земля и Вселенная. 1994. № 5. С. 44–45.
47. Бронитэн В. А., Зоткин И. Т. Тунгусский метеорит: осколок кометы или астероида? // Астрон. вестн. 1995. T. 29. № 3. С. 278–283.
48. Брунини (Brunini A.). On the satellite capture problem // Celest. Mech. Dyn. Astron. 1996. V. 64. P. 79–92.
49. Брунини (Brunini A.). Dynamical behavior of the primitive asteroid belt // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1998. V. 293. P. 405–410.
50. Брунини и Фернандес (Brunini A., Fernandez J. A.). Numerical simulations of the accretion of Uranus and Neptune // Planet. Space Sci. 1999. V. 47. P. 591–605.
51. Брюно А. Д. Ограниченная задача трех тел. Плоские периодические орбиты. М.: Наука. 1990. 295 с.
52. Булириш и Штер (Bulirsch R., Stoer J.). Numerical treatment of ordinary differential equations by extrapolation methods // Numerische Mathematik. 1966. V. 8. № 1. P. 1–13.
53. Вайденишilling (Weidenschilling S. J.). A model for accretion of the terrestrial planets // Icarus. 1974. V. 22. № 4. P. 426–435.
54. Вайденишilling (Weidenschilling S. J.). Mass lost from the region of Mars and asteroid belt // Icarus. 1975. V. 26. № 3. P. 361–366.
55. Вайденишilling (Weidenschilling S. J.). Can gravitational instability form planetesimals? // Icarus. 1995. V. 116. P. 433–435.
56. Вайденишilling и Девис (Weidenschilling S. J., Davis D. R.). Orbital resonances in the solar nebula: Implications for planetary accretion // Icarus. 1985. V. 62. № 1. P. 16–29.
57. Вайденишilling и др. (Weidenschilling S. J., Spaute D., Davis D. R., Marzari F., Ohtsuki K.). Accretional evolution of a planetesimal swarm. 2. The terrestrial zone // Icarus. 1997. V. 128. P. 429–455.
58. Вайденишilling и др. (Weidenschilling S. J., Marzari F., Hood L. L.). The origin of chondrules at Jovian resonances // Science. 1998. V. 279. P. 681–684.
59. Вальсечи и др. (Valsecchi G. B., Morbidelli A., Gonczy R., Farinella P., Froeschlé Ch., Froeschlé Cl.). The dynamics of objects in orbits resembling that of P. Encke // Icarus. 1995. V. 118. P. 169–180.
60. Вальсечи и др. (Valsecchi G. B., Jopek T. J., Froeschle Cl.). Meteoroid stream identification: a new approach. I: Theory // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1999. V. 304. P. 743–750.

61. Васильев (Vasilyev N. V.). The Tunguska meteorite problem today // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 2/3. P. 129–150.
62. Васьковьяк М. А. Исследование эволюции некоторых астероидных орбит // *Космич. исслед.* 1986. Т. 24. № 3. С. 323–336.
63. Веверка и др. (Veverka P., et al.). NEAR encounter with asteroid 253 Mathilde: Overview // *Icarus*. 1999. V. 140. P. 3–16.
64. Везерилл (Wetherill G. W.). Late heavy bombardment of the Moon and terrestrial planets // *Proc. Lunar. Sci. Conf.* 6th. 1975. P. 1539–1561.
65. Везерилл (Wetherill G. W.). Fragmentation of asteroids and delivery of fragments to Earth // *Comets, Asteroids, Meteorites* / Ed. A. H. Delsemme. Univ. of Toledo Press, Toledo, 1977. P. 283–291.
66. Везерилл (Wetherill G. W.). Formation of the terrestrial planets // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1980. V. 18. P. 77–113.
67. Везерилл (Wetherill G. W.). Orbital evolution of impact ejecta from Mars // *Meteoritics*. 1984. V. 19. № 1. P. 1–13.
68. Везерилл (Wetherill G. W.). Asteroidal source of ordinary chondrites // *Meteoritics*. 1985 a. V. 20. P. 1–22.
69. Везерилл (Wetherill G. W.). Occurrence of giant impacts during the growth of the terrestrial planets // *Science*. 1985 b. V. 228. P. 877–879.
70. Везерилл (Wetherill G. W.). Dynamical relations between asteroids, meteorites and Apollo–Amor objects // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 1987. V. A. 323. P. 232–337.
71. Везерилл (Wetherill G. W.). Where do the Apollo objects come from? // *Icarus*. 1988 a. V. 76. P. 1–18.
72. Везерилл (Wetherill G. W.). Accumulation of Mercury from planetesimals // *Mercury* / Eds. F. Vilas, C. Chapman, M. S. Matthews. University of Arizona Press, 1988 b. P. 670–691.
73. Везерилл (Wetherill G. W.). Formation of the earth // *Origins and Extinctions* / Eds. D. O. Osterbrock and P. H. Raven. Yale University Press, New Haven, 1988 v. P. 43–82.
74. Везерилл (Wetherill G. W.). Cratering of the terrestrial planets by Apollo objects // *Meteoritics*. 1989 a. V. 24. P. 15–22.
75. Везерилл (Wetherill G. W.). Origin of the asteroid belt // *Asteroids II* / Ed. R. Binzel. University of Arizona Press, 1989 b. P. 661–680.
76. Везерилл (Wetherill G. W.). End-products of cometary evolution: Cometary origin of Earth-crossing bodies of asteroidal appearance // *Proc. of IAU Colloquium 121 «Comets in the post-Halley era»* / Eds. R. L. Newburn, J. Rahe and M. Neugebauer. Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, 1991. P. 537–556.
77. Везерилл (Wetherill G. W.). An alternative model for the formation of the asteroids // *Icarus*. 1992. V. 100. № 2. P. 307–325.
78. Везерилл (Wetherill G. W.). The formation and habitability of extra-solar planets // *Icarus*. 1996. V. 119. P. 219–238.
79. Везерилл и Кокс (Wetherill G. W., Cox L. P.). The range of validity of the two-body approximation in models of terrestrial planet accumulation. II: Gravitational cross-sections and runaway accretion // *Icarus*. 1985. V. 63. P. 290–303.
80. Везерилл и Стюарт (Wetherill G. W., Stewart G.). Accumulation of a swarm of small planetesimals // *Icarus*. 1989. V. 77. № 2. P. 330–357.
81. Везерилл и Чепман (Wetherill G. W., Chapman C. R.). Asteroids and meteorites // *Meteorites and the early solar system* / Ed. J. F. Kerridge and M. S. Matthews. University of Arizona Press, Tucson, 1988. P. 35–67.
82. Вейбел и др. (Weibel W. M., Kaula W. M., Newman W. I.). A computer search for stable orbits between Jupiter and Saturn // *Icarus*. 1990. V. 83. № 2. P. 382–390.
83. Вейсман (Weissman P. R.). The Kuiper belt // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1995. V. 33. P. 327–357.
84. Вейсман (Weissman P. R.). Long-period comets and the Oort cloud // *Near-Earth objects* / Ed. J. L. Remo. Annals of the New York Academy of Sciences, N. Y., 1997. V. 822. P. 67–95.
85. Вейсман и Везерилл (Weissman P. R., Wetherill G. W.). Periodic Trojan-type orbits in the Earth-Sun system // *Astron. J.* 1974. V. 79. № 3. P. 404–412.
86. Вейсман и Левисон (Weissman P. R., Levison H. F.). Origin and evolution of the unusual object 1996 PW. Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997.
87. Вейсман и др. (Weissman P. R., A'Hearn M. F., McFadden L. A., Rickman H.). Evolution of comets into asteroids // *Asteroids II* / Eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press, Tucson, 1989. P. 880–919.
88. Взрывные кратеры на Земле и планетах / Перевод с англ. под ред. К. П. Станюковича. М.: Мир, 1973.
89. Видал-Мадьяр и др. (Vidal-Madjar A., Lecavelier des Etangs A., Ferlet R.). β -Pictoris, a young planetary system? A review // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 6/7. P. 629–648.
90. Вильямс (Williams J. G.). Ph. D dissertation. University of California, Los Angeles, 1969.

91. Вильямс и Везерилл (Williams D. P., Wetherill G. W.). Size distribution of collisionally evolved asteroidal populations: analytical solution for self-similar collision cascades // *Icarus*. 1994. V. 107. № 1. P. 117–128.
92. Винников Е. Л. Исследование эволюции орбит резонансных астероидов типа Минервы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Гос. астрон. ин-т им. П. К. Штернберга, 1990 а. 12 с.
93. Винников Е. Л. Группы малых планет в случае соизмеримости третьего порядка // Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990 б. Т. 31. № 4. С. 84–85.
94. Витязев А. В. Развитие теории образования планет // Известия АН СССР. Физика Земли. 1991. № 8. С. 52–58.
95. Витязев А. В., Печерникова Г. В. Решение задачи о вращении планет в рамках статистической теории аккумуляции // Астрон. журн. 1981. Т. 58. № 4. С. 869–878.
96. Витязев А. В., Печерникова Г. В. Астероидная и сейсмическая опасность (введение в новые аспекты проблемы). М.: ОИФЗ РАН, 1997. 70 с.
97. Витязев А. В., Печерникова Г. В., Сафронов В. С. Предельные массы, расстояния и времена аккумуляции планет земной группы // Астрон. журн. 1978. Т. 55. № 1. С. 107–112.
98. Витязев А. В., Печерникова Г. В., Сафронов В. С. Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.
99. Волф и Липшутц (Wolf S. F., Lipschutz M. E.). Meteoroid streams: Evidence from meteorites recovered on Earth // *Earth, Moon, and Planets*. 1995. V. 68. P. 605–637.
100. Волицан (Wolszczan A.). Searches for planets around neutron stars // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 1997. V. 68. P. 13–25.
101. Вурм и Блум (Wurm G., Blum J.). Experiments on preplanetary dust aggregation // *Icarus*. 1998. V. 132. P. 125–136.
102. Вучтерл (Wuchterl G.). Hydrodynamics of giant planet formation. II: Model equations and critical mass // *Icarus*. 1991 а. V. 91. P. 39–52.
103. Вучтерл (Wuchterl G.). Hydrodynamics of giant planet formation. III: Jupiter's nucleated instability // *Icarus*. 1991 б. V. 91. P. 53–64.
104. Высокоскоростные ударные явления / Перевод с англ. В. А. Васильева и др. Под редакцией В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
105. Гайли (Giuli R. T.). On the rotation of the Earth produced by gravitational accretion of particles // *Icarus*. 1968 а. V. 8. № 2. P. 301–323.
106. Гайли (Giuli R. T.). Gravitational accretion of small masses attracted from large distances as a mechanism for planetary rotation // *Icarus*. 1968 б. V. 9. P. 186–190.
107. Галимов Э. М. К вопросу о существовании жизни на Марсе // Астрон. вестн. 1997. Т. 31. № 3. С. 205–213.
108. Галлардо и Ферраз-Меллоу (Gallardo T., Ferraz-Mello S.). Dynamics in the exterior 2 : 3 resonance with Neptune // *Planetary and Space Science*. 1998. V. 46. P. 945–965.
109. Герасимов И. А., Винников Е. Л. Фазовые траектории астероидов в случае соизмеримостей третьего порядка // Астрон. журн. 1991. Т. 68. № 2. С. 437–439.
110. Герелс Т., Ксанфомалити Л. Поиск сближающихся с Землей комет и астероидов // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. № 1. С. 41–54.
111. Гетман В. С. Внуки солнца. М.: Наука, 1989. 176 с.
112. Гэффей и др. (Gaffey M. J., Burbine T. H., Binzel R. P.). Asteroid spectroscopy: Progress and perspectives // *Meteoritics*. 1993. V. 28. P. 161–187.
113. Гиблин и др. (Giblin I., Martelli G., Farinella P., Paolicchi P., Di Martino M., Smith P. N.). The properties of fragments from catastrophic disruption events // *Icarus*. 1998. V. 134. P. 77–112.
114. Гилот (Guillot T.). A comparison of the interiors of Jupiter and Saturn // *Planetary and Space Science*. 1999. V. 47. P. 1183–1200.
115. Гилот и др. (Guillot T., Gautier D., Hubbard W. B.). New constraints on the composition of Jupiter from Galileo measurements and interior models // *Icarus*. 1997. V. 130. P. 534–539.
116. Гладман (Gladman B.). Dynamics of systems of two close planets // *Icarus*. 1993. V. 106. № 1. P. 247–263.
117. Гладман (Gladman B.). Destination: Earth. Martian meteorite delivery // *Icarus*. 1997. V. 130. P. 228–246.
118. Гладман и Дункан (Gladman B., Duncan M.). On the fates of minor bodies in the outer solar system // *Astron. J.* 1990. V. 100. № 5. P. 1680–1693.
119. Гладман и др. (Gladman B. J., Burns J. A., Duncan M. J., Levison H. F.). The dynamical evolution of lunar impact ejecta // *Icarus*. 1995. V. 118. P. 302–321.
120. Гладман и др. (Gladman B. J., Burns J. A., Duncan M. J., Lee P., Levison H. F.). The exchange of impact ejecta between terrestrial planets // *Science*. 1996. V. 271. P. 1387–1392.
121. Гладман и др. (Gladman B. J., Migliorini F., Morbidelli A., Zappala V., Michel P., Cellino A., Froeschle C., Levison H. F., Bailey M., Duncan M.). Dynamical lifetimes of objects injected into asteroid belt resonances // *Science*. 1997. V. 277. P. 197–201.

122. *Голдрейх и Трмейн (Goldreich P., Tremaine S.)*. The dynamics of planetary rings // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1982. V. 20. P. 249–284.
123. *Голдрейх и Уорд (Goldreich P. and Ward W. R.)*. The formation of planetesimals // *Astrophys. J.* 1973. V. 183. № 3. Part 1. P. 1051–1061.
124. *Голт (Gault D. E.)*. On cosmic ray exposure ages of stone meteorites (abstract) // *Meteoritics*. 1969. V. 4. P. 177.
125. *Голубева Л. Ф. и Шестопалов Д. И.* S-астероиды главного пояса и источники метеоритов // *Астрон. вестн.* 1992. Т. 26. № 6. С. 116–124.
126. *Горькавый Н. Н. и Фридман А. М.* Физика планетных колец: Небесная механика сплошной среды. М.: Наука, 1994. 348 с.
127. *Гребеников Е. А. и Рябов Ю. А.* Новые качественные методы в небесной механике. М.: Наука, 1971.
128. *Гребеников Е. А. и Рябов Ю. А.* Поиски и открытия планет. М.: Наука, 1975. 216 с.
129. *Гриве (Grieve R. A. F.)*. Target Earth: Evidence for large-scale impact events // *Near-Earth objects* / Ed. J. L. Remo. *Annals of the New York Academy of Sciences*. N.Y., 1997. V. 822. P. 319–352.
130. *Гриве и Шумейкер (Grieve R. A. F., Shoemaker E. M.)*. The record of past impacts on Earth // *Hazards due to comets and asteroids* / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 417–462.
131. *Григорян (Grigorian S. S.)*. The cometary nature of the Tunguska meteorite: on the predictive possibilities of mathematical models // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 2/3. P. 213–217.
132. *Гринберг и Шолл (Greenberg R., Scholl H.)*. Resonances in the asteroid belt // *Asteroids* / Ed. T. Gehrels Tucson. University of Arizona Press, 1979. P. 310–332.
133. *Гринберг и др. (Greenberg R., Wacker J. F., Hartmann W. K., Chapman C. R.)*. Planetesimals to planets: Numerical simulation of collisional evolution // *Icarus*. 1978. V. 35. № 1. P. 1–26.
134. *Гринберг и др. (Greenberg R., Weidenschilling S. J., Chapman C. R., Devis D. R.)*. From icy planetesimals to outer planets and comets // *Icarus*. 1984. V. 59. № 1. P. 87–113.
135. *Гринберг и др. (Greenberg R., Carusi A., Valsecchi G. B.)*. Outcomes of planetary close encounters: a systematic comparison of methodologies // *Icarus*. 1988. V. 75. № 1, P. 1–29.
136. *Гринберг и др. (Greenberg R., Botke W., Carusi A., Valsecchi G. B.)*. Planetary accretion rates: Analytical derivation // *Icarus*. 1991. V. 94. № 1. P. 98–111.
137. *Гринберг и др. (Greenberg R., Fischer M., Valsecchi G. B., Carusi A.)*. Sources of planetary rotation: Mapping planetesimals' contributions to angular momentum // *Icarus*. 1997. V. 129. P. 384–400.
138. *Гринцвейг и Лиссауэр (Greenzweig Y., Lissauer J. J.)*. Accretion rates of protoplanets // *Icarus*. 1990. V. 87. № 1. P. 40–77.
139. *Гринцвейг и Лиссауэр (Greenzweig Y., Lissauer J. J.)*. Accretion rates of protoplanets. II: Gaussian distribution of planetesimal velocities // *Icarus*. 1992. V. 100. P. 440–463.
140. *Гудкова Т. В., Жарков В. Н.* Модели планет-гигантов с переменным отношением льдов к горным породам // *Письма в Астрон. журн.* 1990. Т. 16. № 10. С. 925–939.
141. *Гуревич Л. Э. и Лебединский А. И.* Об образовании планет // *Известия АН СССР. Сер. физическая.* 1950. Т. 11. № 6. С. 765–799.
142. *Далгрэн и др. (Dahlgren M., Lohull J. F., Lagerkvist C.-I., Lagerros J., Motolla S., Erikson A., Gonano-Beurer M., Di Martino M.)*. A study of Hilda asteroids. V: Lightcurves of 47 Hilda asteroids // *Icarus*. 1998. V. 133. P. 247–285.
143. *Дворак и Пилат-Лохингер (Dvorak R., Pilat-Lohinger E.)*. On the dynamical evolution of the Atens and the Apollos // *Planet. Space Sci.* 1999. V. 47. P. 665–677.
144. *Демин В. Г.* Судьба Солнечной системы. М.: Наука, 1975. 264 с.
145. *Демин В. Г. и Журавлев С. Г.* Астероиды: происхождение, статистика и эволюция // *Итоги науки и техники. Астрономия.* 1979. Т. 15.
146. *Дермот (Dermott S. F.)*. The dynamics of tadpole and horseshoe orbits. I. Theory // *Icarus*. 1981 a. V. 48. № 1. P. 1–11.
147. *Дермот (Dermott S. F.)*. The dynamics of tadpole and horseshoe orbits. II. The coorbital satellites of Saturn // *Icarus*. 1981 b. V. 48. P. 12–22.
148. *Десслер (Dessler A. J.)*. The small-comet hypothesis // *Rev. of geophysics*. 1991. V. 29. № 3. P. 355–382.
149. *Джевитт (Jewitt D.)*. Kuiper belt objects // *Annu. Rev. Earth. Planet. Sci.* 1999. V. 27. P. 287–312.
150. *Джевитт и Фернандес (Jewitt D., Fernandez Y.)*. Physical properties of planet-crossing objects // *ASSL book «Collisional processes in the Solar System»* / Eds. M. Ya. Marov and H. Rickman. 2000, in press.
151. *Джевитт и др. (Jewitt D., Luu J., Chen J.)*. The Mauna Kea—Cerro—Tololo (MKCT) Kuiper belt and Centaur survey // *Astron. J.* 1996. V. 112. P. 1225–1238.
152. *Джевитт и др. (Jewitt D., Luu J. and Trujillo C.)*. Large Kuiper belt objects: The Mauna Kea 8K CCD survey // *Astron. J.* 1998. V. 115. P. 2125–2135.

153. Джедик и Херон (Jedicke R., Herron J. D.). Observational constraints on the Centaur population // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 494–507.
154. Джапек и др. (Jopek T. J., Valsecchi G. B., Froeschle C.). Meteoroid stream identification: a new approach — II. Application to 865 photographic meteor orbits // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1999. V. 304. P. 751–758.
155. Динамика спутников планет / Под ред. Е. П. Аксенова. Итоги науки и техники. Серия «Исследование космического пространства». Т. 35. М.: ВИНТИ, 1991. 200 с.
156. Добровольский (Dabrovolskis A. R.). Tidal disruption of solid bodies // *Icarus*. 1990. V. 88. P. 24–38.
157. Додд (Dood R. T.). Meteorites. A petrologic-chemical synthesis. University Press, Cambridge, 1981. 368 p. Перевод на русский язык: М.: Мир, 1986.
158. Дольфус А. Диаметры планет и спутников // *Планеты и спутники* / Под ред. А. Дольфуса. Пер. с англ. и франц. М.: Мир, 1974. С. 59–171.
159. Донани (Dohnanyi J. S.). Collisional model of asteroids and their debris // *J. Geophys. Res.* 1969. V. 74. P. 2531–2554.
160. Донани (Dohnanyi J. S.). Fragmentation and distribution of asteroids // *Physical studies of minor planets*, NASA, SP-267 / Ed. T. Gehrels. Washington, 1971. P. 263–296.
161. Доул (Dole S. H.). Limits for stable near-circular planetary or satellite orbits in the restricted three-body problem // *ARS Journal*. 1961. V. 31. № 2. P. 214–219.
162. Доул (Dole S. H.). Computer simulation of the formation of planetary systems // *Icarus*. 1970. V. 13. № 3. P. 494–508.
163. Дункан и Квинн (Duncan M., Quinn T.). The long-term dynamical evolution of the solar system // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. V. 31. P. 265–296.
164. Дункан и др. (Duncan M., Quinn T. and Tremaine S.). The origin of short-period comets // *Astrophys. J. Lett.* 1988. V. 328. P. L69–L73.
165. Дункан и др. (Duncan M. J., Quinn T., Tremaine S.). The long-term evolution of orbits in the solar system: a mapping approach // *Icarus*. 1989. V. 82. P. 402–418.
166. Дункан и др. (Duncan M. J., Levison H. F., Budd S. M.). The dynamical structure of the Kuiper belt // *Astron. J.* 1995. V. 110. P. 3073–3081.
167. Дурда и Дермот (Durda D. D., Dermott S. F.). The collisional evolution of the asteroid belt and its contribution to the zodiacal cloud // *Icarus*. 1997. V. 130. P. 140–164.
168. Дэвис и Фаринелла (Davis D. R. and Farinella P.). Collisional evolution of Kuiper belt objects // *Icarus*. 1997. V. 125. P. 50–60.
169. Дэвис и др. (Davis D. R., Chapman C. R., Greenberg R., Weidenschilling S. J., Harris A. W.). Collisional evolution of asteroids: Populations, rotations, and velocities // *Asteroids* / Ed. T. Gehrels. Tucson, University of Arizona Press, 1979. P. 528–557.
170. Дэвис и др. (Davis D. R., Ryan E. V., Farinella P.). Asteroid collisional evolution: results from current scaling algorithms // *Planet. Space Sci.* 1994. V. 42. № 8. P. 599–610.
171. Дэвис и др. (Davis D. R., Farinella P. and Marzari F.). Small body tales: a comparison among three populations // *Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference* (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997.
172. Дьяков Б. Б. и Резников Б. И. Модель образования планет в системе двойной звезды. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. 1978. № 595.
173. Егоров В. А. О некоторых задачах динамики перелета к Луне // *Успехи физических наук*. 1957. Т. 63. Вып. 1а.
174. Егоров В. А., Гусев Л. И. Динамика перелетов между Землей и Луной. М.: Наука, 1980. 544 с.
175. Емельяненко (Emel'yanenko V. V.). Dynamics of periodic comets and meteor streams // *Celest. Mech. & Dynamical Astronomy*. 1992. V. 54. P. 91–110.
176. Ешикава (Yoshikawa M.). A survey of the motions of asteroids in the commensurabilities with Jupiter // *Astron. Astrophys.* 1989. V. 213. P. 436–458.
177. Ешикава (Yoshikawa M.). Motions of asteroids at the Kirkwood gaps. I: On the 3 : 1 resonance with Jupiter // *Icarus*. 1990. V. 87. P. 78–102.
178. Ешикава (Yoshikawa M.). Motions of asteroids at the Kirkwood gaps. II: On the 5 : 2, 7 : 3, and 2 : 1 resonances with Jupiter // *Icarus*. 1991. V. 92. P. 94–117.
179. Ешинага и др. (Yoshinaga K., Kokubo E., Makino J.). The stability of protoplanet systems // *Icarus*. 1999. V. 139. P. 328–335.
180. Жарков (Zharkov V. N.). The role of Jupiter in the formation of planets // *Evolution of the Earth and Planets. Geophysical Monograph* 74, 1993. IUGG Vol. 14. P. 7–17.
181. Жарков и Гудкова (Zharkov V. N., Gudkova T. V.). Models of giant planets with a variable ratio of ice to rock // *Annales Geophysicae*. 1991. V. 9. P. 357–366.
182. Жарков В. Н. и Козенко А. В. Фобос и Деймос — спутники Марса // *Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Космонавтика, Астрономия»*. № 1. М.: Знание, 1985. 64 с.

183. Жарков В. Н., Козенко А. В. О роли Юпитера в формировании планет-гигантов // Письма в Астрон. журн. 1990. Т. 16. № 2. С. 169–173.
184. Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетных недр. 1980. М.: Наука, 448 с.
185. Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. 1971. М.: Наука.
186. Zappala V., Bendjoya Ph., Cellino A., Farinella P., Froeshlé C.). Asteroid families: Search of a 12,487-asteroid sample using two different clustering techniques // Icarus. 1995. V. 116. P. 291–314.
187. Zappala V., Cellino A., Dell'oro A., Migliorini F., Paolicchi P.). Reconstructing the orbital ejection velocity fields of asteroid families // Icarus. 1996. V. 124. P. 156–180.
188. Заусаев А. Ф. и Пушкарев А. Н. Эволюция орбиты астероида 4179 Toutatis за 11 550 лет // Астрон. вестн. 1993. Т. 27, № 6. С. 99–102.
189. Зиглина И. Н. Приливное разрушение тел вблизи планеты // Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1978. № 7. С. 3–10.
190. Зиглина И. Н. Стохастическое поведение орбит планет в процессе их аккумуляции // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. № 6. С. 703–721.
191. Зиглина И. Н. Гравитационная релаксация скоростей допланетных тел // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 1. С. 3–10.
192. Зиглина И. Н. и Сафронов В. С. Осреднение эксцентриситетов орбит тел, объединяющихся в планету // Астрон. журн. 1976. Т. 53. № 2. С. 429–435.
193. Zimmerman P. D., Wetherill G. W.). Asteroidal source of meteorites // Science. 1973. V. 182. P. 51–53.
194. Ибадов С. Физические процессы в кометах и родственных объектах. М.: Космосинформ, 1996. 118 с.
195. Иванов Б. А. Ударное кратерообразование и интенсивность метеоритной бомбардировки (обзор) // Труды Всесоюзного совещания «Астероидная опасность» (10–11 октября 1991 г.) / Под ред. А. Г. Косольского. СПб., 1992. С. 79–83.
196. Ида (Ida S.). Stirring and dynamical friction rates of planetesimals in the solar gravitational field // Icarus. 1990. V. 88. № 1. P. 129–145.
197. Ида и Лин (Ida S., Lin D. N. C.). Long term gas drag effect on the structure of the asteroid belt and its implications for the solar nebula // Astron. J. 1996. V. 112. № 3. P. 1239–1246.
198. Ида и Макино (Ida S., Makino J.). N-body simulation of gravitational interaction between planetesimals and a protoplanet. I: Velocity distribution of planetesimals // Icarus. 1992a. V. 96. № 1. P. 107–120.
199. Ида и Макино (Ida S., Makino J.). N-body simulation of gravitational interaction between planetesimals and a protoplanet. II: Dynamical friction // Icarus. 1992b. V. 98. № 1. P. 28–37.
200. Ида и Наказава (Ida S., Nakazawa K.). Collisional probability of planetesimals revolving in the solar gravitational field. III // Astron. Astrophys. 1989. V. 224. P. 303–315.
201. Ида и Наказава (Ida S., Nakazawa K.). Did rotation of the protoplanets originate from the successive collisions of planetesimals? // Icarus. 1990. V. 86. P. 561–573.
202. Ида и др. (Ida S., Canup R. M., Stewart G. R.). Lunar accretion from an impact-generated disk // Nature. 1997. V. 389. P. 353–357.
203. Ин (Ip W.-H.). Dynamical processes of macro-accretion of Uranus and Neptune: A first look // Icarus. 1989. V. 80. № 1. P. 167–178.
204. Ин и Фернандес (Ip W.-H., Fernandez J. A.). Steady-state injection of short-period comets from the trans-Neptunian cometary belt // Icarus. 1991. V. 92. P. 185–193.
205. Ин и Фернандес (Ip W.-H., Fernandez J. A.). On dynamical scattering of Kuiper belt objects in 2 : 3 resonance with Neptune into short-period comets // Astron. Astrophys. 1997. V. 324. P. 778–784.
206. Инатов С. И. Эволюция плоского кольца гравитирующих материальных точек. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1978a. № 2. 60 с.
207. Инатов С. И. Эволюция плоского кольца гравитирующих тел, объединяющихся при столкновениях. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1978b. № 101. 66 с.
208. Инатов С. И. Взаимное гравитационное влияние двух протопланет в плоской задаче трех тел при первоначально круговых орбитах. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1979a. № 183. 32 с.
209. Инатов С. И. Задача трех тел и взаимодействие протопланет в протопланетном облаке. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1979b. № 192. 28 с.
210. Инатов С. И. Эволюция резонансных астероидных орбит в плоской задаче трех тел: Солнце—Юпитер—астероид. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1980a. № 30. 32 с.
211. Инатов С. И. О приближенном методе исследования взаимного гравитационного влияния тел протопланетного облака. К вопросу об эволюции орбиты Плутона. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1980b. № 43. 33 с.
212. Инатов С. И. О гравитационном взаимодействии двух планетезималей // Астрон. журн. 1981a. Т. 58. № 3. С. 620–629.

213. *Ипатов С. И.* Моделирование на ЭВМ эволюции плоских колец гравитирующих частиц, движущихся вокруг Солнца // Астрон. журн. 1981 г. Т. 58. № 5. С. 1085–1094.
214. *Ипатов С. И.* Численные исследования вращательных моментов аккумулирующихся тел. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1981 в. № 101. 28 с.
215. *Ипатов С. И.* Некоторые вопросы формирования осевых вращений планет. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1981 г. № 102. 28 с.
216. *Ипатов С. И.* Оценки эволюции пространственных колец гравитирующих тел, объединяющихся при столкновениях. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1982 а. № 186. 28 с.
217. *Ипатов С. И.* Численные исследования аккумуляции планет земной группы. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1982 б. № 144. 28 с.
218. *Ипатов С. И.* Эволюция орбит гравитирующих частиц и проблема аккумуляции планет Солнечной системы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т прикл. матем., 1982 в. 18 с. (диссертация — 264 с.).
219. *Ипатов С. И.* Численные исследования плоской модели аккумуляции ядер планет-гигантов. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1983. № 117. 28 с.
220. *Ипатов С. И.* Численные исследования эволюции пространственных колец гравитирующих тел, соответствующих зонам питания планет-гигантов. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1984 а. № 1. 28 с.
221. *Ипатов С. И.* Осевые вращения аккумулирующихся планет // О. Ю. Шмидт и советская геофизика 80-х годов. М.: Наука, 1984 б. С. 239–243.
222. *Ипатов С. И.* Эволюция эксцентриситетов орбит на начальной стадии твердотельной аккумуляции планет. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1985 а. № 4. 28 с.
223. *Ипатов С. И.* Алгоритм моделирования на многопроцессорной ЭВМ ПС-2000 эволюции диска гравитирующих тел, движущихся вокруг массивного центрального тела. Отчет Ин-та прикладной математики им. М. В. Келдыша АН СССР. 1985 б. № О-1211. 182 с.
224. *Ипатов С. И.* Численные исследования эволюции дисков гравитирующих твердых тел, движущихся вокруг массивного центрального тела // Аннотации докладов на VI Всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике (Ташкент, сент. 1986). 1986. С. 314.
225. *Ипатов С. И.* Твердотельная аккумуляция планет земной группы // Астрон. вестн. 1987 а. Т. 21. № 3. С. 207–215.
226. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Accumulation and migration of the bodies from the zones of giant planets // Earth, Moon and Planets. 1987 б. V. 39. № 2. P. 101–128.
227. *Ипатов С. И.* Эволюция резонансных орбит астероидного типа и проблема существования люков // Кинематика и физика небесных тел. 1988 а. Т. 4. № 4. С. 47–54.
228. *Ипатов С. И.* Численные исследования возможной эволюции орбит Плутона и тел заептунного пояса // Кинематика и физика небесных тел. 1988 б. Т. 4. № 6. С. 73–78.
229. *Ипатов С. И.* Времена эволюции дисков планетезималей // Астрон. журн. 1988 в. Т. 65. № 5. С. 1075–1085; также *Ipatov S. I.* Evolution times for disks of planetesimals // «The origin of Solar System: Soviet Research 1925–1991» / Eds. A. E. Levin and S. G. Brush. American Inst. of Physics Press, through Oxford University Press, 1995. P. 243–249.
230. *Ипатов С. И.* Численные исследования эволюции орбит астероидов и планетезималей в рамках плоской задачи трех тел. Препринт. Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1988 г. № 62. 23 с.
231. *Ипатов С. И.* Изменения эксцентриситетов орбит астероидного типа в окрестности резонанса 2 : 5 // Письма в Астрон. журн. 1989 а. Т. 15. № 8. С. 750–760.
232. *Ипатов С. И.* Миграция планетезималей на последних стадиях аккумуляции планет-гигантов // Астрон. вестн. 1989 б. Т. 23. № 1. С. 27–38.
233. *Ипатов С. И.* Происхождение люка Кирквуда 5 : 2. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1989 в. № 67. 28 с.
234. *Ипатов С. И.* Эволюция эксцентриситетов орбит планетезималей при формировании планет-гигантов // Астрон. вестн. 1989 г. Т. 23. № 3. С. 197–206.
235. *Ипатов С. И.* Численные исследования аккумуляции планет // «Планетная космогония и науки о Земле». М.: Наука, 1989 д. С. 89–105.
236. *Ипатов С. И.* Эволюция орбит астероидного типа в окрестности резонанса 2 : 5 // Тезисы докладов на Всесоюзной конференции «Методы исследования движения, физика и динамика малых тел Солнечной системы». Душанбе. 22–26 августа 1989. 1989 е. С. 33.
237. *Ипатов С. И.* Моделирование на ЭВМ эволюции дисков гравитирующих тел, движущихся вокруг Солнца // Тезисы докладов на Всесоюзном совещании «Методы компьютерного конструирования моделей классической и небесной механики-89» Секция 1. Ленинград. 21–23 ноября 1989. 1989 ж. С. 41–42.

238. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Computer modelling of the process of solar system formation // Abstr. Intern. IMACS Conference «Mathematical modelling and applied mathematics». June 18–23. 1990. Moscow—Vilnius. 1990 a. P. 200–201.
239. *Инамов С. И.* Методы выбора пар контактирующих объектов в эволюционирующем диске // Тезисы докладов на Всесоюзном совещании «Алгоритмы и программы небесной механики» Ленинград. 20–22 ноября 1990. 1990б. С. 31–32.
240. *Инамов С. И.* Эволюция орбит растущих зародышей планет-гигантов, первоначально двигавшихся по сильно эксцентричным орбитам // Письма в Астрон. журн. 1991 а. Т. 17. № 3. С. 269–281.
241. *Инамов С. И.* Происхождение одного из люков Кирквуда // Земля и Вселенная. 1991 б. № 1. С. 86–88.
242. *Инамов С. И.* Эволюция орбит астероидного типа при резонансе 5 : 2. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1991 в. № 125. 48 с.
243. *Инамов (Ipatov S. I.)*. Possible migration of the giant planet embryos // Abstracts of 22nd Lunar and Planetary Science Conference (March 18–22, 1991, Houston). 1991 г. P. 607–608.
244. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Computer simulation of the bodies migration in the forming solar system // Abstracts of Intern. Conference «Origin and evolution of the solar system» (August 27–31, 1991, Moscow). 1991 д. P. 31.
245. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Asteroid type orbit evolution near the 5 : 2 resonance // Abstracts of Intern. Conference «Asteroids, comets, meteors 1991» (June 24–28, 1991, Flagstaff, Arizona). LPI Contribution № 765. 1991 е. P. 98.
246. *Инамов С. И.* Численные исследования миграции тел в формирующейся Солнечной системе // Аннотации докладов на VII Всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике (15–21 августа, 1991, Москва). 1991 ж. С. 172–173.
247. *Инамов С. И.* Изменения элементов орбит астероидного типа при резонансе 2 : 5 // Астрон. вестн. 1992 а. Т. 26, № 6. С. 26–53.
248. *Инамов С. И.* Миграция тел к орбите Земли из люков Кирквуда и из зон планет-гигантов // Труды Всесоюзного совещания с международным участием «Астероидная опасность» (Санкт-Петербург, 10–11 октября 1991) / Ред. А. Г. Сокольский. СПб.: ИТА, 1992 б. С. 121–125.
249. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Computer modelling of the process of solar system formation // Proc. Intern. IMACS Conference «Mathematical modelling and applied mathematics» (June 18–23, 1990, Moscow—Vilnius) / Eds. A. A. Samarskii and M. P. Sapagovas. Elsevier Science Publishers B. V. (North-Holland), 1992 в. P. 245–252.
250. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Evolution of asteroidal orbits at the 5 : 2 resonance // Icarus. 1992 г. V. 95. P. 100–114.
251. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Migration of bodies during the accumulation of terrestrial planets // Abstracts of 23d Lunar and Planetary Science Conference (March 16–20, 1992, Houston). 1992 д. P. 567–568.
252. *Инамов (Ipatov S. I.)*. Asteroid type orbit evolution near the 5 : 2 resonance // Proc. of Intern. Conference «Asteroids, comets, meteors 1991» (June 24–28, 1991, Flagstaff, Arizona) / Eds. A. Harris and E. Bowell. 1992 е. P. 245–248.
253. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Migration of planetesimals and planets in the forming solar system // Abstracts of 24th Meeting of Division for Planetary Sciences of the American Astronomical Society (Munich, October 12–16, 1992). Bulletin of the American Astronomical Society. 1992 ж. № 3. P. 984.
254. *Инамов С. И.* Численные исследования миграции тел в формирующейся Солнечной системе // Прикладная механика. 1992 з. Т. 28. № 11. С. 91–96.
255. *Инамов С. И.* Миграция тел в процессе аккумуляции планет // Астрон. вестн. 1993 а. Т. 27, № 1. С. 83–101.
256. *Инамов С. И.* Моделирование на ЭВМ процесса аккумуляции планет // «Планетная космогония. Кинетические и термодинамические аспекты» / Ред. А. В. Витязев. М.: Наука, 1993 б. С. 73–87.
257. *Инамов С. И.* Методы выбора пар контактирующих объектов при исследовании эволюции дискретных систем с бинарными взаимодействиями // Мат. моделирование. 1993 в. Т. 5. № 1. С. 35–59.
258. *Инамов С. И.* Миграция тел к Земле // Тезисы докладов на Комплексной конференции с международным участием «Астероидная опасность-93» (25–27 мая, 1993, Санкт-Петербург) / Ред. А. Г. Сокольский. 1993 г. С. 58–59.
259. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Migration of bodies to the orbit of Earth // Abstracts of the Conference on «Hazards due to comets and asteroids» (January 5–9, 1993, Tucson, Arizona). 1993 д.
260. *Инамов (Ipatov S. I.)*. Migration of bodies to Earth // Abstracts of Intern. Conference «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy). 1993 е. P. 138.
261. *Inamov (Ipatov S. I.)*. Interactions of two bodies moving around the Sun // Тезисы докладов конференции с международным участием «Теоретическая, прикладная и вычислительная небесная механика» (12–14 октября 1993, Санкт-Петербург). 1993 ж. С. 48–49.

262. *Ипатов С. И.* Гравитационное взаимодействие планетезималей, движущихся по близким орбитам. Препринт Ин-та прикл. матем. РАН. 1994 а. № 23. 60 с.
263. *Ипатов С. И.* Миграция тел в формирующейся Солнечной системе // Тезисы докладов на Международной конференции «Современные проблемы теоретической астрономии» (20–24 июня, 1994, Санкт-Петербург) / Ред. А. Г. Сокольский. 1994 б. С. 33–35.
264. *Ипатов С. И.* Миграция небесных тел к Земле // Тезисы докладов на XXII Метеоритной конференции (6–8 декабря, 1994, Черноголовка). 1994 в. С. 41–42.
265. *Ипатов С. И.* Миграция малых тел к Земле. Препринт Ин-та прикл. матем. РАН. 1994 г. № 105. 48 с.
266. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies in the Solar system // Abstracts of the Intern. Conference «Small bodies in the Solar system and their interactions with the planets» (August 8–12, 1994, Mariehamn, Finland). 1994 д. Р. 69.
267. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of celestial bodies and formation of planets // Abstracts of the 20th Intern. meeting on comparative planetology (October 10–12, 1994). 1994 е. Р. 31–32.
268. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Dynamics of two interacting objects orbiting the Sun // Abstracts of 25th Lunar and Planetary Science Conference (March 14–18, 1994, Houston). 1994 ж. Р. 593–594.
269. *Ипатов С. И.* Гравитационное взаимодействие двух планетезималей, движущихся по близким орбитам // Астрон. вестн. 1994 з. Т. 28. № 6. С. 10–33.
270. *Ипатов С. И.* Взаимодействие двух объектов, движущихся по близким орбитам // Тезисы докладов конференции «Физика Луны и планет» (7–10 июня, 1994, Харьков). 1994 и. С. 46.
271. *Ипатов С. И.* Миграция тел в Солнечной системе // Тезисы докладов конференции «Физика Луны и планет» (7–10 июня 1994, Харьков). 1994 к. С. 47–48.
272. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of bodies in the accumulation of planets // Abstracts of the Intern. Conference on comparative planetology (June 6–8, 1994, Pasadena, USA). 1994 л.
273. *Ипатов С. И.* Гравитационное взаимодействие объектов, движущихся по пересекающимся орбитам // Астрон. вестн. 1995 а. Т. 29. № 1. С. 1–13.
274. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies to the Earth // Abstr. of 26th Lunar and Planetary Science Conference (March 13–17, 1995, Houston, Texas). 1995 б. Р. 655–656.
275. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of icy bodies in the Solar System // Abstr. of the Symposium «Solar System Ices» (March 27–30, 1995, Toulouse, France). 1995 в. Р. 58.
276. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies to the Earth // Abstr. of the XX General Assembly of the European Geophysical Society (April 3–7, 1995, Hamburg, Germany). Annales Geophysicae, Supplement of vol. 13. 1995 г.
277. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of celestial bodies in the solar system // Abstr. of IAU Symposium № 172 «Dynamics, ephemerides and astrometry in the solar system» (July 3–8, 1995, Paris, France). 1995 е. Р. 21–22.
278. *Ипатов С. И.* Миграция малых тел к Земле // Астрон. вестн. 1995 ж. Т. 29. № 4. С. 304–330.
279. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of bodies in the accumulation of planets // Earth, Moon, and Planets. 1995 з. V. 67. № 1–3. Р. 217–219.
280. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies in the Solar system // Earth, Moon, and Planets. 1996 а. V. 72. № 1–3. Р. 211–214; also in: Worlds in interaction: Small bodies and planets of the Solar System. (Proc. of the Meeting «Small bodies in the Solar System and their interactions with the planets» held in Mariehamn, Finland, August 8–12, 1994) / Eds. H. Rickman and M. J. Valtonen. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht / Boston / London, 1996 а. Р. 211–214.
281. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies to Earth from the beyond-Neptune and asteroid belts // Abstr. of Intern. Conference «Asteroids, comets, meteors 1996» (July 8–12, 1996, Versailles, France). 1996 б. Р. 19.
282. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies to Earth from the beyond-Neptune belt // Тезисы докладов на Международной конференции «Астероидная опасность-96» (15–19 июля, 1996, Санкт-Петербург) / Под ред. А. Г. Сокольского. СПб.: ИТА РАН, 1996 в. С. 59–61.
283. *Ипатов (Ipatov S. I.).* Migration of small bodies to Earth from the Kuiper belt // Abstr. of Intern. Workshop «Tunguska-96» (July 15–17, 1996, Bologna, Italy). 1996 г. Р. 30.
284. *Ипатов С. И.* Миграция небесных тел в Солнечной системе // Тезисы докладов на Втором симпозиуме по классической и небесной механике (23–27 августа 1996, Великие Луки). 1996 д. С. 35–37.
285. *Ипатов С. И.* Моделирование миграции небесных тел в Солнечной системе: Автореф. дис. ... доктора физ.-мат. наук. М.: Ин-т прикл. матем., 1996 е. 48 с. (диссертация — 387 с.).
286. *Ипатов С. И.* Ни целого, ни единого // Поиск. 1996 ж. № 3–4. С. 7.
287. *Ипатов С. И.* Миграция небесных тел в Солнечной системе // Труды Международной научно-практической конференции «Анализ систем на пороге XXI века: теория и практика» (27–29 февраля 1996 г., Москва). Т. 3. 1997 а. С. 293–305.

288. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of small bodies to the Earth's orbit from the Kuiper belt // Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997 г. P. 615–616 (см. также <http://cass.jsc.nasa.gov/LPSC97>, print-only abstracts).
289. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Mutual gravitational influence of beyond-Neptune bodies // Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997 г. P. 617–618 (см. также <http://cass.jsc.nasa.gov/LPSC97>, print-only abstracts).
290. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of celestial bodies in the forming solar system // Abstracts of 9th Rencontres de Blois (June 22–28, 1997) «Planetary systems — the long view». 1997 г. P. 50.
291. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of objects to the Earth from the Edgeworth—Kuiper belt // Abstracts of Joint European and National Astronomical Meeting for 1997 JENAM-97 (2–5 July 1997, Thessaloniki, Greece). 1997 г. P. 10.
292. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of small bodies to Earth // Abstracts of Joint discussion on comets and minor planets with Japanese amateur astronomers (August 29–31, 1997, Lake Biwa—Ko, Japan), 1997 г.
293. *Инамов С. И.* Эволюция орбит планет // Тезисы межд. конференции «Результаты и перспективы исследования планет» (Ульяновск, 10–14 ноября 1997). 1997 г. С. 15–17.
294. *Инамов С. И.* Взаимное гравитационное влияние тел занептунного пояса // Тезисы Всероссийской научной конференции «Новые теоретические результаты и практические задачи небесной механики» (Москва, 2–4 декабря 1997). 1997 г. С. 45–46.
295. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of bodies to the Earth from the asteroid and Edgeworth—Kuiper belts // Abstracts of 23rd General Assembly of the European Geophysical Society (April 20–24, 1998, Nice, France), Annales Geophysicae. Part 3. Space and Planetary Sciences. Supplement 3 to vol. 16. 1998 г. P. 1034.
296. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of planetesimals and planet embryos during the process of planet formation // Abstracts of 23rd General Assembly of the European Geophysical Society (April 20–24, 1998, Nice, France), Annales Geophysicae. Part 3. Space and Planetary Sciences. Supplement 3 to vol. 16. 1998 г. P. 1043.
297. *Инамов С. И.* Миграция малых тел к Земле из транснептунового пояса // Тезисы международной научной конференции «90 лет тунгусской проблеме» (30 июня – 2 июля 1998, Красноярск—Ванавара). 1998 г. С. 25.
298. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Dynamics of trans-Neptunian objects // Abstracts of the IAU colloquium № 172 «The impact of modern dynamics in astronomy» (6–11 July, 1998, Namur, Belgium). 1998 г. P. 56–57.
299. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of celestial bodies in the Solar System // Astronomical and Astrophysical Transactions. 1998 г. V. 15. P. 241–247.
300. *Инамов С. И.* Формирование и эволюция транснептунового пояса // Тезисы третьего международного симпозиума по классической и небесной механике (23–28 августа 1998, Великие Луки). 1998 г. С. 75–77.
301. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of Edgeworth—Kuiper belt objects to the Earth // Abstracts of ESO workshop on minor bodies in the outer Solar System (2–5 November, 1998, Garching, Germany). 1998 г. P. 21.
302. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of celestial bodies in the forming solar system // «Planetary systems — the long view», 1997 Blois conference, edited by publisher Editions Frontieres, 1998 г. P. 93–94.
303. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of Kuiper-belt objects inside the solar system // «Planetary systems — the long view», 1997 Blois conference, edited by publisher Editions Frontieres, 1998 г. P. 157–160.
304. *Инамов С. И.* Получение астрономических данных по Интернету // Астрон. вестн. 1999 г. Т. 33. № 3. С. 282–286.
305. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Migration of trans-Neptunian objects to the Earth // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 1999 г. V. 73. № 1–4, P. 107–116.
306. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Formation of the Edgeworth—Kuiper belt and migration of trans-Neptunian objects to the Earth // Abstracts of the conference «Asteroids, comets, meteors» (July 26–30, 1999, Cornell University, USA). 1999 г. С. 132–133.
307. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Formation of trans-Neptunian objects and their migration to the Earth // Abstracts of the conference «Comets, asteroids, meteors, meteorites, astroids, craters» «CAMMAC-99» (September 26–October 1, 1999, Vinnitsa, Ukraine). 1999 г. P. 21.
308. *Инамов (Ipatov S. I.)*. Migration of trans-Neptunian objects to the Earth // Тезисы конф. «Околоземная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы» (25–29 октября 1999, Обнинск). 1999 г. С. 27.
309. *Инамов С. И.* Изменения элементов орбит планет // Астрон. вестн. 2000 г. Т. 34. № 3. С. 195–201.
310. *Inamos (Ipatov S. I.)*. Formation of trans-Neptunian objects and their migration to the Earth // Proc. of the international conference «Comets, asteroids, meteors, meteorites, astroids, craters» «CAMMAC-99» (September 26 – October 1. 1999, Vinnitsa, Ukraine). 2000 г.

311. *Ипатов С. И.* Миграция транснептуновых тел к Земле // Труды конф. «Околосолнечная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы» (25–29 октября 1999, Обнинск). 2000 в, в печати.
312. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Migration of matter from the Edgeworth–Kuiper belt to the Earth // Abstracts of IAU Colloquium № 181 «Dust in the solar system and other planetary systems» (April 10–14, 2000, Canterbury, UK). 2000 г. P. 68.
313. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Migration of trans-Neptunian bodies to Earth // Abstracts of the XXV General Assembly of European Geophysical Society (April 25–29, 2000, Nice, France). Geophysical Research Abstracts, 2000 д. CD-ROM. press.
314. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Safronov's mass of a protoplanet cloud // Abstracts of the XXV General Assembly of European Geophysical Society (April 25–29, 2000, Nice, France). Geophysical Research Abstracts. 2000 e. CD-ROM.
315. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Migration of small bodies from the main asteroid and Edgeworth–Kuiper belts to the Earth // Abstracts of JENAM-2000 (May 29 – June 3, 2000, Moscow). 2000 ж. P. 162.
316. *Ипатов С. И.* Миграция небесных тел к Земле из транснептунового и астероидного поясов // Тезисы конференции «Астрометрия, геодинамика и небесная механика на пороге века» (19–24 июня 2000, Санкт-Петербург). 2000 з.
317. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Migration of bodies during planet formation // Abstracts of IAU General Assembly (August 7–18, 2000, Manchester, UK). 2000 и, submitted.
318. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Comet hazard to the Earth // Abstracts of 33rd COSPAR Scientific Assembly (July 16–23, 2000, Warsaw, Poland). 2000 к.
319. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Migration of Tunguska-type objects from the trans-Neptunian belt to the Earth // Abstracts of the Symposium on small satellites (Third International Aerospace Congress. Moscow, 23–27 August, 2000). 2000 л.
320. *Ипатов (Ipatov S. I.)*. Evolution of the Edgeworth–Kuiper belt // Abstracts of IAU General Assembly (August 7–18, 2000, Manchester, UK). 2000 м.
321. *Ипатов С. И. и Гонсалес-Менендес Е. А.* Вычислительные эксперименты на ПС-2000 для задач планетной космогонии. Отчет ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР и ИПУ. 1985. № О-3385. 109 с.
322. *Ипатов С. И. и Исаикин В. В.* Возможные источники и механизмы пополнения семейства небесных тел, сближающихся с Землей // Тезисы докладов на Комплексной конференции с международным участием «Астероидная опасность-95» (23–25 мая, 1995, Санкт-Петербург). 1995. Т. 2. С. 55–56.
323. *Ипатов и Мардон (Ipatov S. I. and Mardon A. A.)*. Delivery of meteorites to the Earth from the Edgeworth–Kuiper belt // Abstracts of 30th Lunar and Planetary Science Conference (March 15–19, 1999, Houston, USA). 1999. (см. также <http://cass.jsc.nasa.gov/LPSC99>, print-only abstracts). CD-ROM.
324. *Ипатов и Хан (Ipatov S. I. and Hahn G. J.)*. Evolution of the orbits of the objects P/1996 R2 (Lagerkvist) and P/1996 N2 (Elst–Pizarro) // Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997 а. P. 619–620.
325. *Ипатов и Хан (Ипатов С. И. и Хан Г. Дж.)*. Эволюция орбит объектов P/1996 R2 и P/1996 N2 // Тезисы всероссийской конференции (с международным участием) «Проблемы небесной механики» (Санкт-Петербург, 3–6 июня 1997). СПб.: ИТА РАН, 1997 б. С. 92–95.
326. *Ипатов и Хан (Ipatov S. I. and Hahn G. J.)*. Migration of Kuiper-belt objects inside the solar system // Abstracts of 9th «Rencontres de Blois» (June 22–28, 1997) «Planetary systems — the long view». 1997 в. P. 35–36.
327. *Ипатов и Хан (Ipatov S. I. and Hahn G. J.)*. Orbital evolution of the objects P/1996 R2 (Lagerkvist) and P/1996 N2 (Elst–Pizarro) // Abstracts of 9th «Rencontres de Blois» (June 22–28, 1997) «Planetary systems — the long view». 1997 г. P. 53–54.
328. *Ипатов и Хан (Ipatov S. I. and Hahn G. J.)*. Orbital evolution of the objects P/1996 R2 and P/1996 N2 // «Planetary systems — the long view», 1997 Blois conference, edited by publisher Editions Frontieres, 1998. P. 179–180.
329. *Ипатов С. И. и Хан Дж. Э.* Эволюция орбит объектов P/1996 R2 и P/1996 N2 // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. № 6. С. 553–556.
330. *Ипатов и Хенрард (Ipatov S. I. and Henrard J.)*. Orbital evolution at the 2 : 3 resonance with Neptune // Abstr. of Intern. Conference «Asteroids, comets, meteors 1996» (July 8–12, 1996, Versailles, France). 1996. P. 88.
331. *Ипатов и Хенрард (Ipatov S. I. and Henrard J.)*. Evolution of orbits at the 2 : 3 resonance with Neptune // Abstracts of 28th Lunar and Planetary Science Conference (March 17–21, 1997, Houston, USA). 1997. P. 621.
332. *Ипатов С. И. и Хенрард Ж.* Эволюция орбит тел, находящихся в резонансе 2 : 3 с движением Нептуна // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. № 1. С. 68–81.
333. *Ирвин и др. (Irwin M., Tremaine S., Ztykaw A. N.)*. A search for slow-moving objects and the luminosity function of the Kuiper belt // Astron. J. 1995. V. 10. P. 3082–3092.

334. Исаакман и Сэган (Isaacman R., Sagan C.). Computer simulations on planetary accretion dynamics: sensitivity to initial conditions // *Icarus*. 1977. V.31. №4. P.510–533.
335. Йетис (Yeates C. M.). Initial findings from a telescope search for small comets near Earth // *Planet. Space. Sci.* 1989. V.37. № 10. P.1185–1189.
336. Казимирчак-Полонская Е. И. Роль больших планет в открытии короткопериодических комет и в эволюции их орбит // *Бюл. ИТА*. 1971. Т. 12. № 9 (142). С. 796–812.
337. Камерон (Cameron A. G. W.). Physics of primitive solar accretion disc // *The Moon and the planets*. 1978. V.18. № 1. P.5–40.
338. Камерон (Cameron A. G. W.). The first ten million years in the solar nebular // *Meteoritics*. 1995. V.30. P.133–161.
339. Камерон и Бенз (Cameron A. G. W., Benz W.). The origin of the Moon and the single impact hypothesis IV // *Icarus*. 1991. V.92. № 2. P.204–216.
340. Камерон и Пайн (Cameron A. G. W., Pine M. R.). Numerical models of the primitive solar nebula // *Icarus*. 1973. V.18. № 3. P.377–406.
341. Канаван (Canavan G. H.). Value of space defenses // *Proceedings of the Near-Earth Object Intercept Workshop (January 14–16, 1992, Los Alamos)* / Eds. G. H. Canavan, J. C. Solem, J. D. G. Rather. 1993. P.261–274.
342. Кандыба Ю. Л. Трагедия Тунгусского метеорита. Изд-во фонда «Тунгусский космический феномен». Красноярск, 1998. 416 с.
343. Канун и Эспозито (Canup R. M., Esposito L. W.). Accretion of the Moon from an impact-generated disk // *Icarus*. 1996. V.119. P.427–446.
344. Канун и др. (Canup R. M., Levison H. F., Stewart G. R.). Evolution of a terrestrial multiple-moon system // *Astron. J.* 1999. V.117. P.603–620.
345. Кари и Доунс (Kary D. M., Dones L.). Capture statistics of short-period comets: implications for comet D/Shoemaker—Levy 9 // *Icarus*. 1996. V.121. P.207–224.
346. Кари Д. М. и Лиссауэр Дж. Дж. О происхождении прямого вращения планет // *Астрон. вестн.* 1992. Т. 26. № 6. С. 54–78.
347. Кари и Лиссауэр (Kary D. M., Lissauer J. J.). Nebular gas drag and planetary accretion. II: Planet on an eccentric orbit // *Icarus*. 1995. V.117. P.1–24.
348. Каула и Бигелейзен (Kaula W. M. and Bigeleisen P. E.). Early scattering by Jupiter and its collision effects in the terrestrial zone // *Icarus*. 1975. V.25. № 1. P.18–33.
349. Кенъон и Луу (Kenyon S. J. and Luu J. X.). Accretion in the early Kuiper belt. I. Coagulation and velocity evolution // *Astron. J.* 1998. V.115. P.2136–2160.
350. Кенъон и Луу (Kenyon S. J. and Luu J. X.). Accretion in the early outer Solar System // *Astrophys. J.* 1999a. V.526. № 1. P.465–470.
351. Кенъон и Луу (Kenyon S. J. and Luu J. X.). Accretion in the early Kuiper. II: Fragmentation // *Astron. J.* 1999b. V.118. P.1101–1119.
352. Киладзе Р. И. К вопросу о вращении планет вокруг собственной оси // *Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв.* 1965. № 32. С. 223–230.
353. Киладзе Р. И. Роль околопланетного роя частиц и формирование суточного вращения // *Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв.* 1977. № 48. С. 191–212.
354. Киладзе Р. И. Современное вращение планет, как результат развития околопланетных роев мелких частиц. Тбилиси: Мешинереба, 1986. 244 с.
355. Кнежевиц и др. (Knežević Z., Milani A., Farinella P., Froeschle Ch., Froeschle Cl.). Secular resonances from 2 to 50 AU // *Icarus*. 1991. V.93. P.316–330.
356. Козаи (Kozai Y.). Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // *Astron. J.* 1962. V.67. P.591–598.
357. Козаи (Kozai Y.). Asteroids with large secular orbital variations // *Icarus*. 1980. V.41. P.89–95.
358. Козлов Н. Н. Метод виртуальных контактов // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 1984. Т. 24. № 2. С. 218–239.
359. Козлов Н. Н. Об одном методе расчета эволюционирующих дискретных систем // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 1986. Т. 26. № 12. С. 1878–1889.
360. Козлов Н. Н. и Энзев Т. М. Численное моделирование процесса образования планет из протопланетного облака. Препринт Ин-та Прикл. матем. АН СССР. 1977. № 134.
361. Козлов Н. Н. и Энзев Т. М. Динамика процесса аккумуляции планет земной группы. Формирование обратного вращения Венеры. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1978. № 135.
362. Козлов Н. Н., Энзев Т. М. Принцип виртуальных контактов. Метод расчета процесса аккумуляции планет для новой космогонической модели. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1979. № 78. 30 с.

363. *Koïneer (Kuiper G. P.)*. On the origin of the solar system // *Astrophysics: A topical symposium* / Ed. J. A. Hynek. McGraw—Hill, N. Y., 1951. P. 357–424.
364. *Кокс и Левис (Cox L. P., Lewis J. S.)*. Numerical simulation of the final stages of terrestrial planet formation // *Icarus*. 1980. V. 44. № 3. P. 706–721.
365. *Кокс и др. (Cox L. P., Lewis J. S., Lecar M.)*. A model for close encounters in the planetary problem // *Icarus*. 1978. V. 34. № 2. P. 415–427.
366. *Кокубо и Ида (Kokubo E., Ida S.)*. Runaway growth of planetesimals: *N*-body simulation // *Icarus*. 1995. V. 114. № 2. P. 247–257.
367. *Кокубо и Ида (Kokubo E., Ida S.)*. On runaway growth of planetesimals // *Icarus*. 1996. V. 123. P. 180–191.
368. *Кокубо и Ида (Kokubo E., Ida S.)*. Oligarchic growth of protoplanets // *Icarus*. 1998. V. 131. P. 171–178.
369. *Колворд и Гринберг (Kolvoord R. A., Greenberg R.)*. A critical reanalysis of planetary accretion models // *Icarus*. 1992. V. 98. P. 2–19.
370. *Колесников и др. (Kolesnikov E. M., Kolesnikova N. V., Boettger T.)*. Isotopic anomaly in peat nitrogen is a probable trace of acid rains caused by 1908 Tunguska bolide // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 2/3. P. 163–167.
371. *Кометно-астероидная опасность (Hazards due to comets and asteroids)* / Ed. T. Gehrels. University of Arizona Press, 1994.
372. *Корделли и Фаринелла (Cordelli A., Farinella P.)*. A new model to simulate impact breakup // *Planet. Space Sci.* 1997. V. 45. № 12. P. 1639–1647.
373. *Коуен (Cowen R.)*. Distant object hints at the Kuiper belt // *Science News*. 1992. V. 142. P. 196.
374. *Коуен (Cowen R.)*. News from Pluto and beyond // *Science News*. 1994. V. 146. P. 324.
375. *Кохран и др. (Cochran A., Levison H., Stern A., Duncan M.)*. The discovery of Halley-sized Kuiper belt objects using HST // *Astrophys. J. Letters*. 1995. V. 455. P. 342–346.
376. *Краммер Е. Н. и Шестака И. С.* Вероятность выпадения на поверхность планет межпланетных тел типа Аполлона—Амура // *Астрон. вестн.* 1987. Т. 21. № 3. С. 225–232.
377. *Кресак (Kresak L.)*. Comets (Existing population) // *Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993»* (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 77–94.
378. *Кринов Е. Л.* Железный дождь. М.: Наука, 1981. 192 с.
379. *Ксанфомалити Л. В.* Парад планет. М.: Наука, Физматлит, 1997. 256 с.
380. *Кузнецова Л. И.* Вестники вселенной. М.: Знание, 1980. 160 с.
381. *Куликова Н. В., Мышев А. В., Пивненко Е. А.* Космогония малых тел. М.: Космосинформ, 1993. 176 с.
382. *Куликовский П. Г.* Справочник любителя астрономии. М.: Наука, 1971. 632 с. (в 2000 г. выйдет очередное издание).
383. *Лав и Кейл (Love S. G., Keil K.)*. Mercurian meteorites: properties and probabilities // *Abstracts of 26th Lunar and Planetary Science Conference (Houston, USA)*. 1995. P. 865–866.
384. *Ласкар (Laskar J.)*. Secular evolution of the solar system over 10 million years // *Astron Astrophys.* 1988. V. 198. P. 341–362.
385. *Ласкар (Laskar J.)*. Large scale chaos and marginal stability in the solar system // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 1996. V. 64. P. 115–162.
386. *Лебединец В. Н.* О бомбардировке мини-кометами безатмосферных небесных тел // *Астрон. вестн.* 1993. Т. 27. № 3. С. 3–19.
387. *Левин Б. Ю.* Вопросы планетной космогонии наших дней // *Земля и Вселенная*. 1967. № 6. С. 49–55.
388. *Левин Б. Ю.* Некоторые вопросы аккумуляции планет // *Письма в Астрон. журнал*. 1978 а. Т. 4. № 2. С. 102–107.
389. *Левин (Levin B. J.)*. Relative velocities of planetesimals and the early accumulation of planets // *The Moon and the planets*. 1978 6. V. 19. № 2. P. 289–296.
390. *Левисон и Дункан (Levison H. F., Duncan M. J.)*. The gravitational sculpting of the Kuiper belt // *Astrophys. J. Letters*. 1993. V. 406. № 1. Part 2. P. L35–L38.
391. *Левисон и Дункан (Levison H. F., Duncan M. J.)*. The long-term dynamical behavior of short-period comets // *Icarus*. 1994. V. 108. P. 18–36.
392. *Левисон и Дункан (Levison H. F., Duncan M. J.)*. From the Kuiper belt to Jupiter-family comets: the spatial distribution of ecliptic comets // *Abstracts of the conference «Asteroids, comets, meteors 1996»*. 1996. P. 86.
393. *Левисон и Дункан (Levison H. F., Duncan M. J.)*. From the Kuiper belt to Jupiter-family comets: The spatial distribution of ecliptic comets // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 13–23.
394. *Левисон и Стерн (Levison H. F., Stern S. A.)*. Kuiper belt object encounters with the Pluto—Charon binary: a mechanism for exciting Charon's eccentricity // *Abstracts of 26th Lunar and Planetary Science Conference (Houston, USA)*. 1995 а. P. 841–842.

395. Левисон и Стерн (Levison H. F., Stern S. A.). Possible origin and early dynamical evolution of the Pluto—Charon binary // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 315–339.
396. Левисон и др. (Levison H. F., Shoemaker E. M., Shoemaker C. S.). Dynamical evolution of Jupiter's Trojan asteroids // *Nature*. 1997. V. 385. P. 42–44.
397. Левисон и др. (Levison H. F., Lissauer J. J., Duncan M. J.). Modelling the diversity of outer planetary systems // *Astron. J.* 1998. V. 116. P. 1998–2014.
398. Леметр и Хенрард (Lemaître A., Henrard J.). On the origin of chaotic behavior in the 2/1 Kirkwood gap // *Icarus*. 1990. V. 83. P. 391–409.
399. Лекар и Аазес (Lecar M., Aarseth S. J.). A numerical simulation of the formation of the terrestrial planets // *Astrophys. J.* 1986. V. 305. № 1. P. 564–579.
400. Лидов М. Л. Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел // *Искусственные спутники Земли*. 1961. Вып. 8. С. 5–45.
401. Лиоу и Малхотра (Liou J.-C., Malhotra R.). Depletion of the outer asteroid belt // *Science*. 1997. V. 275. P. 375–377.
402. Лиссауэр (Lissauer J. J.). Timescales for planetary accretion and the structure of the protoplanetary disk // *Icarus*. 1987. V. 69. № 2. P. 249–265.
403. Лиссауэр (Lissauer J. J.). Planet formation // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. V. 31. P. 129–174.
404. Лиссауэр и Карп (Lissauer J. J., Kary M.). The origin of the systematic component of planetary rotation. I: Planet on a circular orbit // *Icarus*. 1991. V. 94. P. 126–159.
405. Лиссауэр и Сафронов (Lissauer J. J., Safronov V. S.). The random component of planetary rotation // *Icarus*. 1991. V. 93. № 2. P. 288–297.
406. Лиссауэр и др. (Lissauer J. J., Pollack J. B., Wetherill G. W., Stevenson D. J.). Formation of the Neptune system // *Neptune and Triton* / Ed. D. P. Cruikshank. Tucson, University of Arizona Press, 1995. P. 37–108.
407. Лиссауэр и др. (Lissauer J. J., Berman A. F., Greenzweig Y., Kary D. M.). Accretion of mass and spin angular momentum by a planet on an eccentric orbit // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 65–92.
408. Лупишко и ДиМартино (Lupishko D. F., Di Martino M.). Physical properties of near-Earth asteroids // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 1. P. 47–74.
409. Луу (Luu J.). The Kuiper belt // *Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy)* / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 31–44.
410. Луу и др. (Luu J., Marsden B. G., Jewitt D., Trujillo C. A., Hergenrother C. W., Chen J., Offutt W. B.). A new dynamical class of object in the outer Solar System // *Nature*. 1997. V. 387. P. 573.
411. Магни и др. (Magni G., Coradini A., Ceroni P., Federico C.). Origin of satellite systems of the outer planets // *Adv. Space Res.* 1990. V. 10. № 1. P. 145–158.
412. Магнусон (Magnusson P.). Spin vectors of 22 large asteroids // *Icarus*. 1990. V. 85. P. 229–240.
413. Мазари и др. (Marzari F., Davis D. R., Vanzani V.). Collisional evolution of asteroid families // *Icarus*. 1995. V. 113. P. 168–187.
414. Мазари и др. (Marzari F., Cellino A., Davis D. R., Farinella P., Zappalà V., Vanzani V.). Origin and evolution of the Vesta asteroid family // *Astron. Astrophys.* 1996. V. 316. P. 248–262.
415. Мазари и Шолл (Marzari F., Scholl H.). Capture of Trojans by a growing proto-Jupiter // *Icarus*. 1998. V. 131. P. 41–51.
416. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. Строение протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца. I: Исходные данные, уравнения и методы построения моделей // *Астрон. вестн.* 1995. Т. 29. № 2. С. 99–122.
417. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. Строение протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца. II: Результаты расчета моделей // *Астрон. вестн.* 1996. Т. 30. № 6. С. 496–513.
418. Мак Фадден (McFadden L.-A.). The comet-asteroid transition: recent telescopic observations // *Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy)* / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 95–110.
419. Малхотра (Malhotra R.). The origin of Pluto's orbit: implications for the solar system beyond Neptune // *Astron. J.* 1995. V. 110. № 1. P. 420–429.
420. Малхотра (Malhotra R.). The phase space structure near Neptune resonances in the Kuiper belt // *Astron. J.* 1996. V. 111. P. 504–516.
421. Малхотра и др. (Malhotra R., Duncan M., Levison H.). Dynamics of the Kuiper belt // *Protostars and Planets IV*. 2000, in press.
422. Маркеев А. П. Точки либрации в небесной механике и космодинамике. М.: Наука, 1978. 312 с.
423. Маров М. Я. Планеты Солнечной системы. 2-е изд. М.: Наука, 1986. 320 с.
424. Маров М. Я. Физические свойства и модели комет (обзор) // *Астрон. вестн.* 1994. Т. 28. № 4–5. С. 5–85.

425. Маров и Ипатов (Marov M. Ya., Ipatov S. I.). Collisional formation and evolution of planetary atmospheres // ASSL book «Collisional processes in the Solar System» / Eds. M. Ya. Marov and H. Rickman. 2000, in press.
426. Марочник Л. С. Свидание с кометой. М.: Наука, 1985. 208 с.
427. Марочник и др. (Marochnik L. S., Mukhin L. M., Sagdeev R. Z.). The distribution of mass and angular momentum in the solar system // Astron. and Space Phys. Reviews. 1989. V. 8. Part 3. P. 1–55.
428. Марри (Murray C. D.). Structure of the 2 : 1 and 3 : 2 Jovian resonances // Icarus. 1986. V. 65. P. 70–82.
429. Марри и Фокс (Murray C. D., Fox K.). Structure of the 3 : 1 Jovian resonance: A comparison of numerical methods // Icarus. 1984. V. 59. P. 221–233.
430. Марри и др. (Murray N., Hansen B., Holman M., Tremaine S.). Migrating planets // Science. 1998. V. 279. P. 69–72.
431. Марсден и Стюл (Marsden B. G., Steel D. I.). Warning times and impact probabilities for long-period comets // Hazards due to comets and asteroids / Ed. T. Gehrels. University of Arizona Press, 1994. P. 221–239.
432. Марси и др. (Marcy G. W., Butler R. P., Williams E., Bildsten L., Graham J. R., Ghez A. M., Jernigan J. G.). The planet around 51 Pegasi // Astrophys. J. 1997. V. 481. P. 926–935.
433. Масайтис В. Л., Мацак М. С., Наумов М. В., Райхлин А. И. Гигантские астероиды России. СПб.: ВСЕГЕИ, 1994. 34 с.
434. Матис и Уитмуре (Matese J. J., Whitmire D. P.). Planet X and the origins of the shower and steady state flux of short-period comets // Icarus. 1986. V. 65. P. 37–50.
435. Матсуи и Мизутани (Matsui T., Mizutani H.). Gravitational *N*-body problem on the accretion process of terrestrial planets // Icarus. 1978. V. 34. № 1. P. 146–172.
436. Мелош (Melosh H. J.). Impact cratering. Oxford University Press, N. Y., 1989.
437. Мелош и Иванов (Melosh H. J., Ivanov B. A.). Impact crater collapse // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 1999. V. 27. P. 385–415.
438. Метеориты (Meteorites: Flux with time and impact effects) / Eds. M. M. Grady, R. Hutchison, G. J. H. McColl and D. A. Rothery. 1998. Geological Society, London, Special Publications, № 140.
439. Миглиорини и др. (Migliorini F., Manara A., Scaltriti F., Farinella P., Cellino A., Di Martino M.). Surface properties of (6) Hebe: A possible parent body of ordinary chondrites // Icarus. 1997a. V. 128. P. 104–113.
440. Миглиорини и др. (Migliorini F., Manara A., Cellino A., Di Martino M., Zappalà V.). (7) Iris: A possible source of ordinary chondrites? // Astron. Astrophys. 1997b. V. 321. P. 652–659.
441. Миглиорини и др. (Migliorini F., Michel P., Morbidelli A., Nesvorný D., Zappalà V.). Origin of multikilometer Earth- and Mars-crossing asteroids: A quantitative simulation // Science. 1998. V. 281. P. 2022–2024.
442. Мизуно (Mizuno H.). Formation of the giant planets // Progress of theoretical physics. 1980. V. 64. № 2. P. 544–557.
443. Мизуно и Босс (Mizuno H., Boss A. P.). Tidal disruption of dissipative planetesimals // Icarus. 1985. V. 63. P. 109–133.
444. Мизутани и др. (Mizutani H., Takagi Y., Kawakami S.-I.). New scaling laws on impact fragmentation // Icarus. 1990. V. 87. P. 307–326.
445. Миккола и Инанен (Mikkola S., Innanen K. A.). Studies on solar system dynamics. II: The stability of Earth's trojans // Astron. J. 1990. V. 100. № 1. P. 290–293.
446. Миккола и Инанен (Mikkola S., Innanen K. A.). A numerical exploration of the evolution of Trojan-type asteroidal orbits // Astron. J. 1992. V. 104. № 4. P. 1641–1649.
447. Милани (Milani A.). The Trojan asteroid belt: Proper elements, stability, chaos and families // Celest. Mech. and Dynamic. Astron. 1993. V. 57. P. 59–94.
448. Милани и Нобили (Milani A., Nobili A. M.). The depletion of the outer asteroid belt // Astron. Astrophys. 1985. V. 144. № 2. P. 261–274.
449. Милани и др. (Milani A., Carpino M., Hahn G., Nobili A. M.). Dynamics of planet-crossing asteroids: classes of orbital behavior. Project SPACEGUARD // Icarus. 1989a. V. 78. P. 212–269.
450. Милани и др. (Milani A., Nobili A. M., Carpino M.). Dynamics of Pluto // Icarus. 1989b. V. 82. P. 200–217.
451. Мишченко и Ферраз-Меллоу (Michichenko T., Ferraz-Mello S.). Escape of asteroids from the Hecuba gap // Planet. Space Sci. 1997. V. 45. № 12. P. 1587–1593.
452. Монтанари и др. (Montanari A., Bagatin A. C., Farinella P.). Earth cratering record and impact energy flux in the last 150 Ma // Planet. Space Sci. 1998. V. 46. № 2/3. P. 271–281.
453. Морбиделли (Morbidelli A.). The Kirkwood gap at the 2/1 commensurability with Jupiter: new numerical results // Astron. J. 1996. V. 111. № 6. P. 2453–2461.
454. Морбиделли (Morbidelli A.). Chaotic diffusion and the origin of comets from the 2/3 resonance in the Kuiper belt // Icarus. 1997. V. 127. P. 1–12.

455. Морбиделли (Morbidelli A.). An overview on the Kuiper belt and on the origin of Jupiter-family comets // *Celest. Mech. Dyn. Astronomy*. 1999. V. 72. № 1–2. P. 129–156.
456. Морбиделли и Вальсечи (Morbidelli A., Valsecchi G. B.). Neptune scattered planetesimals could have sculpted the primordial Edgeworth–Kuiper belt // *Icarus*. 1997. V. 128. P. 464–468.
457. Морбиделли и Джорджелли (Morbidelli A., Giorgilli A.). On the dynamics in the asteroids belt. Part II: Detailed study of the main resonances // *Celest. Mech.* 1990. V. 47. P. 173–204.
458. Морбиделли и Несворни (Morbidelli A., Nesvorný D.). Numerous weak resonances drive asteroids toward terrestrial planets orbits // *Icarus*. 1999. V. 139. P. 295–308.
459. Морбиделли и др. (Morbidelli A., Gonczy R., Froeschle Ch., Farinella P.). Delivery of meteorites through the ν_6 secular resonance // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 282. P. 955–979.
460. Морбиделли и др. (Morbidelli A., Thomas F., Moons M.). The resonant structure of the Kuiper belt and the dynamics of the first five trans-Neptunian objects // *Icarus*. 1995. V. 118. P. 322–340.
461. Моррисон (Morrison D.). Summary of NASA NEO detection workshop from September 24–25, 1991 Meeting // Труды Всесоюзного совещания (с международным участием) «Астероидная опасность» (Санкт-Петербург, 10–11 октября 1991) / Ред. А. Г. Сокольский. СПб.: ИТА, 1992. С. 16–17.
462. Моррисон (Morrison D.). The impact hazard // *Proceedings of the Near-Earth Object Intercept Workshop* (January 14–16, 1992, Los Alamos) / Eds. G. H. Canavan, J. C. Solem, J. D. G. Rafter. 1993. P. 49–59.
463. Моррисон и др. (Morrison, D., Chapman C. R., Slovic P.). The impact hazard // «Hazards due to comets and asteroids» / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 59–91.
464. Накагава и др. (Nakagawa Y., Hayashi C., Nakazawa K.). Accumulation of planetesimals in the solar nebula // *Icarus*. 1983. V. 54. P. 361–376.
465. Накамура и Ешикава (Nakamura T., Yoshikawa M.). Orbital evolution of giant comet-like objects // *Celest. Mec. & Dyn. Astron.* 1993. V. 57. P. 113–121.
466. Накамура и Ешикава (Nakamura T., Yoshikawa M.). Close encounters and collisions of short-period comets with Jupiter and its satellites // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 113–130.
467. Накамура и Курахаси (Nakamura T., Kurahashi H.). Collisional probability of periodic comets with the terrestrial planets: an invalid case of analytic formulation // *Astron. J.* 1998. V. 115. P. 848–854.
468. Накамура и др. (Nakamura A., Sugiyama K., Fujiwara A.). Velocity and spin of fragments from impact disruptions. I: An experimental approach to a general law between mass and velocity // *Icarus*. 1992. V. 100. P. 127–135.
469. Насонова Л. П. Система Сатурна // *Итоги науки и техники. Сер. Исследование космического пространства*. 1991. Т. 35. Динамика спутников планет / Под. ред. Е. П. Аксенова. С. 70–133.
470. Нишида (Nishida S.). Collisional processes of planetesimals with a protoplanet under the gravity of the proto-Sun // *Prog. Theor. Phys.* 1983. V. 70. № 1. P. 93–105.
471. Нобили и др. (Nobili A. M., Milani A., Carpino M.). Fundamental frequencies and small divisors in the orbits of the outer planets // *Astron. Astrophys.* 1989. V. 210. P. 313–336.
472. Новая солнечная система (The new Solar System), Third edition / Eds. J. Kelly Beatty and Andrew Chaikin. Cambridge University Press, 1990. 326 p.
473. Нойкум и Иванов (Neukum G., Ivanov B. A.). Crater size distribution and impact probabilities on Earth from lunar, terrestrial-planet, and asteroid cratering data // *Hazards due to comets and asteroids* / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 359–416.
474. Объекты, сближающиеся с Землей (Near-Earth objects) / Ed. J. L. Remo. *Annals of the New York Academy of Sciences*. N. Y., 1997. V. 822. 632 p.
475. Олссон-Стил (Olsson-Steel D. I.). Planetary close encounters: probability distributions of resultant orbital elements and application to Hidalgo and Chiron // *Icarus*. 1987. V. 69. P. 51–69.
476. Олссон-Стил (Olsson-Steel D. I.). The dynamical lifetimes of Jupiter-crossing asteroids // *Astron. Astrophys.* 1988. V. 204. P. 313–316.
477. Огэцуки (Ohtsuki K.). Equilibrium velocities in planetary rings with low optical depth // *Icarus*. 1992. V. 95. P. 265–282.
478. Огэцуки и Ида (Ohtsuki K., Ida S.). Runaway planetary growth with collision rate in the solar gravitational field // *Icarus*. 1990. V. 85. № 2. P. 499–511.
479. Огэцуки и др. (Ohtsuki K., Nakagawa Y., Nakazawa K.). Growth of the Earth in nebular gas // *Icarus*. 1988. V. 75. № 3. P. 552–565.
480. Огэцуки и др. (Ohtsuki K., Nakazawa K., Nakagawa Y.). Kinetic behavior of planetesimals, revolving around the Sun // *Adv. Space. Res.* 1990. V. 10. № 3–4. P. 105–108.
481. Охотимский Д. Е. Динамика космических полетов. М.: Изд-во МГУ, 1968.
482. Паоличи и др. (Paolicchi P., Verlicchi A., Cellino A.). An improved semi-empirical model of catastrophic impact processes. I: Theory and laboratory experiments // *Icarus*. 1996. V. 121. P. 126–157.

483. *Педевек и Джейкс (Padev  t V., Jakes P.)*. Comets and meteorites: relationship (again?) // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 274. P. 944–954.
484. *Петит и Фаринелла (Petit J.-M., Farinella P.)*. Modelling the outcomes of high-velocity impacts between small solar system bodies // *Celest. Mech. & Dyn. Astron.* 1993. V. 57. P. 1–28.
485. *Петит и Хенон (Petit J. M., Henon M.)*. Satellite encounters // *Icarus*. 1986. V. 66. № 3. P. 536–555.
486. *Печерникова Г. В.* Распределение допланетных тел по массам. I: Исходные данные для численного решения // *Астрон. вестн.* 1974. Т. 51. № 6. С. 1305–1315.
487. *Печерникова Г. В.* Эволюция допланетного и доспутниковых дисков: Диссертация в форме научного доклада ... д-ра физ.-мат. наук. М.: Объединенный институт физики Земли, 1994. 56 с.
488. *Печерникова Г. В. и Витязев А. В.* Эволюция эксцентриситетов орбит планет в процессе их формирования // *Астрон. журн.* 1980. № 4. С. 799–811.
489. *Печерникова Г. В. и Витязев А. В.* О динамике протоспутниковых роев // *О. Ю. Шмидт и советская геофизика 80-х годов*. М.: Наука, 1984. С. 250–257.
490. *Пил (Peale S. J.)*. Expectations from a microlensing search for planets // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 269–289.
491. *Плотровский (Piotrowsky S.)*. The collisions of asteroids // *Acta Astron., ser. a*. 1952. V. 5. P. 51–158.
492. *Поллак (Pollack J. B.)*. Origin and history of the outer planets: Theoretical models and observational constraints // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. V. 22. P. 389–424.
493. *Прайс (Price F. W.)*. The planet observer's handbook. Cambridge University, 1994. 410 p.
494. Происхождение Солнечной системы / Под ред. Г. Ривса. Пер. с англ. и франц. под ред. Г. А. Лейкина и В. С. Сафронова. М.: Мир, 1976.
495. Протозвезды и планеты II. Protostars and planets II / Eds. Black D. C., Matthews M. Sh. Tucson, University Arizona Press, 1985. 1293 p.
496. *Пуанкаре А.* Лекции по небесной механике. М.: Наука, 1965. 572 с.
497. *Рабинович (Rabinowitz D. L.)*. Are main-belt asteroids a sufficient source for the earth-approaching asteroids? Part I: Predicted vs observed orbital distributions // *Icarus*. 1997 a. V. 127. P. 33–54.
498. *Рабинович (Rabinowitz D. L.)*. Are main-belt asteroids a sufficient source for the earth-approaching asteroids? Part II: Predicted vs observed size distributions // *Icarus*. 1997 b. V. 130. P. 287–295.
499. *Рабинович и др. (Rabinowitz D. L., Gehrels T., Scotti J. V., McMillan R. S., Perry M. L., Wisniewski W., Larson S. M., Howell E. S., Mueller B. E. A.)*. Evidence for a near-Earth asteroid belt // *Nature*. 1993. V. 363. № 6431. P. 704–706.
500. *Рабинович и др. (Rabinowitz D. L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K.)*. The population of Earth-crossing asteroids // «Hazards due to comets and asteroids» / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 285–312.
501. *Рейбе (Rabe E.)*. Determination and survey of periodic trojan orbits in the restricted problem of the three bodies // *Astron. J.* 1961. V. 66, № 9. P. 500–513.
502. *Рейбе (Rabe E.)*. Periodic librations about the triangular solutions of the restricted Earth–Moon problem and their orbital stabilities // *Astron. J.* 1962. V. 67. № 10. P. 732–739.
503. *Риан и Мелов (Ryan E. V., Melosh H. J.)*. Impact fragmentation: from the laboratory to asteroids // *Icarus*. 1998. V. 133. P. 1–24.
504. *Ричардсон и др. (Richardson D. C., Botke W. F., Love S. G.)*. Tidal disruption and distribution of Earth-crossing asteroids // *Icarus*. 1998. V. 134. P. 47–76.
505. *Рузмайсина Т. В., Маева С. В.* Исследование процесса формирования протопланетного диска // *Астрон. вестн.* 1986. Т. 20. № 3. С. 212–227.
506. *Рузмайсина Т. В., Макалкин А. Б.* Образование и эволюция протопланетного диска // *Науки о планетах* / Ред. Р. З. Сагдеев, Л. М. Мухин, Т. Тонахью. М.: Изд-во ИКИ АН СССР, 1989. С. 43–63.
507. *Рускол Е. Л.* О происхождении Луны. I: Образование околоземного роя тел // *Астрон. журн.* 1960. Т. 37. № 4. С. 690–702.
508. *Рускол Е. Л.* О происхождении Луны. II: Рост Луны в околоземном спутниковом рое // *Астрон. журн.* 1963. Т. 40. № 2. С. 288–296.
509. *Рускол Е. Л.* О происхождении Луны. III: Некоторые вопросы динамики околоземного роя // *Астрон. журн.* 1971. Т. 48. № 4. С. 819–829.
510. *Рускол Е. Л.* Происхождение Луны. М.: Наука, 1975.
511. *Рускол Е. Л.* Естественные спутники планет // *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия*. 1986. Т. 28. 116 с.
512. *Рускол Е. Л.* Модели строения и происхождения Луны // *Астрон. вестн.* 1991. Т. 25. № 4. С. 408–421.
513. *Рускол Е. Л.* Образование спутников астероидов путем фрагментации более крупных тел // *Астрон. вестн.* 1996. Т. 30. № 3. С. 253–258.
514. *Самойлова-Яхонтова Н. С.* Физические исследования малых планет // *Малые планеты* / Ред. Н. С. Самойлова-Яхонтова. М.: Наука, 1973. С. 283–333.

515. Сафронов В. С. К вопросу об образовании и эволюции протопланетных пылевых сгущений // Вопросы космогонии. 1960. Т. 7. С. 121–141.
516. Сафронов В. С. К вопросу о вращении планет // Вопросы космогонии. 1962. Т. 8. С. 150–167.
517. Сафронов В. С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
518. Сафронов (Safronov V. S.). Ejection of bodies from the solar system in the course of the accumulation of the giant planets and the formation of the cometary cloud // The motion, evolution of orbits and origin of comets / Eds. G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirschac-Polonskaya, and B. G. Marsden. Dordrecht—Holland, 1972. P. 329–334.
519. Сафронов В. С. Аккумуляция планет // Происхождение солнечной системы. М.: Мир, 1976. С. 132–165.
520. Сафронов В. С. Происхождение Земли. М.: Знание, 1987. 48 с.
521. Сафронов В. С. Рост планетезималей в транснептуновой зоне // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. № 6. С. 3–9.
522. Сафронов В. С., Витязев А. В. Происхождение солнечной системы // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. Т. 24. М.: ВИНТИ, 1983. С. 5–93.
523. Сафронов и Звягина (Safronov V. S. and Zvjagina E. V.). Relative sizes of the largest bodies during the accumulation of planets // Icarus. 1969. V. 10. № 1. P. 109–115.
524. Сафронов В. С. и Зиглина И. Н. Происхождение пояса астероидов // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. № 2. С. 190–199.
525. Сафронов и др. (Safronov V. S., Pechernikova G. V., Ruskol E. L., Vitjazev A. V.). Protosatellite swarms // Satellites. 1986. P. 89–116.
526. Светцов В. В. Куда делись осколки Тунгусского метеороида? // Астрон. вестн. 1996. Т. 30. № 5. С. 427–441.
527. Светцов (Svetsov V. V.). Could the Tunguska debris survive the terminal flare? // Planet. Space Sci. 1998. V. 46. № 2/3. P. 261–268.
528. Себехей В. Теория орбит. Ограниченная задача трех тел. М.: Наука, 1982. Пер. с англ. 656 с.
529. Секанина (Sekanina Z.). Evidence for asteroidal origin of the Tunguska object // Planet. Space. Sci. 1998. V. 46. № 2/3. P. 191–204.
530. Селино и др. (Cellino A., Michel P., Tanga P., Zappala V., Paolicchi P., Dell'Oro A.). The velocity-size relationship for members of asteroid families and implications for the physics of catastrophic collisions // Icarus. 1999. V. 141. P. 79–95.
531. Силкин Б. Ю. В мире множества лун. М.: Наука, 1982. 208 с.
532. Симаненко А. Н. Астероиды или тернистые пути исследований. М.: Наука, 1985. 208 с.
533. Система Сатурна: Сб. статей / Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 464 с.
534. Слэттери и др. (Slattery W. L., Benz W., Cameron A. G. W.). Giant impacts on a primitive Uranus // Icarus. 1992. V. 99. P. 167–174.
535. Соботович Э. В., Семененко В. П. Происхождение метеоритов. Киев: Наукова думка, 1985. 204 с.
536. Сокольский А. Г. Об организации работ в СССР по программе «Астероидная опасность» и планы международного сотрудничества // Труды Всесоюзного совещания (с международным участием) «Астероидная опасность» (Санкт-Петербург, 10–11 октября 1991) / Ред. А. Г. Сокольский. СПб.: ИТА, 1992. С. 18–22.
537. Спаут и др. (Spaute D., Weidenschilling S. J., Davis D. R., Marzari F.). Accretional evolution of a planetesimal swarm: A new simulation // Icarus. 1991. V. 92. № 1. P. 147–164.
538. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Под ред. Г. Н. Дубошин. 2-е изд. М.: Наука, 1976. 864 с.
539. Спутники планет / Под ред. Дж. Бернса. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 631 с.
540. Спутники Юпитера. Часть I / Под ред. Д. Моррисона. Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 264 с.
541. Сридар и Тремейн (Sridhar S., Tremaine S.). Tidal disruption of viscous bodies // Icarus. 1992. V. 95. P. 86–99.
542. Срикант (Srikant R.). Physical interpretation of the Poynting—Robertson effect // Icarus. 1999. V. 140. P. 231–234.
543. Степински (Stepinski T. F.). The solar nebula as a process — An analytic model // Icarus. 1998. V. 132. P. 100–112.
544. Стерн (Stern S. A.). On the number of planets in the outer solar system: Evidence of a substantial population of 1000–km bodies // Icarus. 1991. V. 90. № 2. P. 271–281.
545. Стерн (Stern S. A.). Collisional time scales in the Kuiper disk and their implications // Astron. J. 1995. V. 110. № 2. P. 856–868.

546. *Стерн (Stern S.A.)*. On the collisional environment, accretion time scales, architecture of the massive, primordial Kuiper belt // *Astron. J.* 1996 a. V. 112. P. 1203–1211.
547. *Стерн (Stern S.A.)*. Signatures of collisions in the Kuiper disk // *Astron. Astrophys.* 1996 b, V. 310. P. 999–1010.
548. *Стерн (Stern S.A.)*. Pluto and the Kuiper disk // *Solar System Ices* / Eds. B. Schmitt, C. De Berg and M. Festou. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998. P. 685–709.
549. *Стерн и Колвел (Stern S.A., Colwell J.E.)*. Accretion in the Edgeworth–Kuiper belt: forming 100–1000 km radius bodies at 30 AU and beyond // *Astron. J.* 1997. V. 114. P. 841–849.
550. *Стул (Steel D.)*. Some perspectives on the search for near-Earth objects // *Proceedings of the Near-Earth Object Intercept Workshop (January 14–16, 1992, Los Alamos)* / Eds. G. H. Canavan, J. C. Solem, J. D. G. Rather. 1993 a. P. 62–66.
551. *Стул (Steel D.)*. Collisions in the solar system. V: Terrestrial impact probabilities for parabolic orbits // *Monthly Notices of the Royal Astron. Society.* 1993 b. V. 264. P. 813–817.
552. *Стул (Steel D.)*. Collisions in the solar system. VI: Terrestrial impact probabilities for the known asteroid population // *Monthly Notices of the Royal Astron. Society.* 1995 a. V. 273. № 4. P. 1091–1096.
553. *Стул (Steel D.I.)*. The association of Earth-crossing asteroids with meteoroid streams // *Earth, Moon, and Planets.* 1995 b. V. 68. P. 13–30.
554. *Стул (Steel D.)*. Distributions and moments of asteroid and comet impact speeds upon the Earth and Mars // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. № 5. P. 473–478.
555. *Стул и Ашер (Steel D.I., Asher D.J.)*. The past and future orbit of (extinct comet?) 1991 DA // *Periodic comets* / Eds. J. A. Fernandez and H. Rickman. Montevideo, Uruguay, 1992. P. 65–73.
556. Столкновение (The collision of comet Shoemaker–Levy 9 and Jupiter). *Proc. of IAU Colloquium № 156 (May 9–12, 1995, Maryland, USA)* / Eds. K. S. Noll, H. A. Weaver and P. D. Feldman. Cambridge University Press, N. Y., 1996.
557. *Субботин М. Ф.* Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.
558. *Суссман и Уиздом (Sussman G.J., Wisdom J.)*. Numerical evidence that the motion of Pluto is chaotic // *Science.* 1988. V. 241. P. 433–437.
559. *Талкот (Talkot R.)*. Millions of new comets coming // *Astronomy.* August 1999. P. 24.
560. *Таникава и др. (Tanikawa K., Kikuchi N., Sato I.)*. On the origin of the planetary spin by accretion of planetesimals. II: Collisional orbits at the Hill surface // *Icarus.* 1991. V. 94. P. 112–125.
561. *Танака и Ида (Tanaka H., Ida S.)*. Distribution of planetesimals around a protoplanet in the nebula gas. I: The semi-analytic calculation of the gravitational scattering by a protoplanet // *Icarus.* 1996. V. 120. P. 371–386.
562. *Танака и Ида (Tanaka H., Ida S.)*. Growth of a migrating protoplanet // *Icarus.* 1999. V. 139. P. 350–366.
563. *Танака и др. (Tanaka H., Inaba S., Nakazawa K.)*. Steady-state size distribution for the self-similar collision cascade // *Icarus.* 1996. V. 123. P. 450–455.
564. *Танга и др. (Tanga P., Cellino A., Michel P., Zappala V., Paolicchi P., Dell'Oro A.)*. On the size distribution of asteroid families: The role of geometry // *Icarus.* 1999. V. 141. P. 65–78.
565. *Титов В. М., Фаддеев Ю. И., Швецов Г. А.* Удар тела с высокой скоростью по горным породам // *ДАН СССР.* 1970. Т. 191. № 2. С. 298–300.
566. *Томас и Морбиделли (Thomas P.C., Morbidelli A.)*. The Kozai resonance in the outer solar system and the dynamics of long-period comets // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 1996. V. 64. P. 209–229.
567. *Томас и др. (Thomas P.C., Binzel R.P., Gaffey M.J., Zellner B.H., Storrs A.D., Wells E.)*. Vesta: spin pole, size, and shape from HST images // *Icarus.* 1997. V. 128. P. 88–94.
568. *Томас и др. (Thommes E.W., Duncan M.J., Levinson H.F.)*. The formation of Uranus and Neptune in the Jupiter–Saturn region of the solar system // *Nature.* 1999. V. 402. P. 635–638.
569. *Томилин А. Н.* Занимательно о космогонии. М.: Молодая гвардия, 1975. 208 с.
570. *Тонкс и Меллош (Tonks W.B., Melosh H.J.)*. Core formation by giant impacts // *Icarus.* 1992. V. 100. P. 326–346.
571. *Торбетт и Смолуховский (Torbett M., Smoluchowski R.)*. Sweeping of the Jovian resonances and the evolution of the asteroids // *Icarus.* 1980. V. 44. № 3. P. 722–729.
572. *Торбетт и Смолуховский (Torbett M.V., Smoluchowski R.)*. Chaotic motion in a primordial comet disk beyond Neptune and comet influx to the Solar System // *Nature.* 1990. V. 345. P. 49–51.
573. *Трухильо и др. (Trujillo C.A., Jewitt D.C., Luu J.X.)*. Population of the scattered Kuiper belt // *Astrophysical Journal Letters.* 2000. V. 529. № 2. P. L103–L106.
574. *Тутуков А. В.* Планеты и звезды // *Астрон. журн.* 1998. Т. 75. № 1. С. 113–119.
575. Угроза с неба: рок или случайность? / Под ред. А. А. Боярчука. М.: Космосинформ, 1999. 220 с.
576. *Уигерт и Тремейн (Wiegert P., Tremaine S.)*. The evolution of long-period comets // *Icarus.* 1999. V. 137. P. 84–121.

577. Уиздом (Wisdom J.). The resonance overlap criterion and the onset of stochastic behavior in the restricted three-body problem // Astron. J. 1980. V. 85, № 8. P. 1122–1133.
578. Уиздом (Wisdom J.). The origin of the Kirkwood gaps: a mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability // Astron. J. 1982. V. 87. P. 577–593.
579. Уиздом (Wisdom J.). Meteorites may follow a chaotic route to Earth // Nature. 1985. V. 315. P. 731–733.
580. Уиздом (Wisdom J.). Chaotic behavior and the origin of the 3/1 Kirkwood gap // Icarus. 1983. V. 56. P. 51–74.
581. Уиздом (Wisdom J.). Urey prize lecture: Chaotic dynamics in the Solar system // Icarus. 1987. V. 72. P. 241–275.
582. Уипл (Whipple F. L.). Evidence for a comet belt beyond Neptune // Proc. National Acad. Science. 1964. V. 51. № 5. P. 711–718.
583. Уитнер А. Аналитические основы небесной механики. М.: Наука, 1967. 524 с.
584. Уипл и Шелус (Whipple A. L., Shelus P. J.). Long-term dynamical evolution of the minor planet (4179) Toutatis // Icarus. 1993. V. 105. P. 408–419.
585. Фаринелла и Дэвис (Farinella P., Davis D. R.). Collision rates and impact velocities in the main asteroid belt // Icarus. 1992. V. 97. P. 111–123.
586. Фаринелла и др. (Farinella P., Gonzi R., Froeschlé Ch., Froeschlé C.). The injection of asteroid fragments into resonances // Icarus. 1993. V. 101. № 2. P. 174–187.
587. Фаринелла и др. (Farinella P., Froeschlé C., Gonzi R.). Meteorite delivery and transport // Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 205–222.
588. Фаринелла и др. (Farinella P., Vokrouhlický D., Hartmann W. K.). Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift // Icarus. 1998. V. 132. P. 378–387.
589. Фаринелла и др. (Farinella P., Davis D. R., Stern S. A.). Formation and collisional evolution of the Edgeworth–Kuiper belt // Protostars and Planets IV. 2000, in press.
590. Франклин и др. (Franklin F., Lecar M., Quinn T.). On the stability of orbits in the Solar System: A comparison of a mapping with a numerical integration // Icarus. 1990. V. 88. P. 97–103.
591. Фернандез (Fernandez J. A.). On the existence of a comet belt beyond Neptune // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1980. V. 192. № 2. P. 481–491.
592. Фернандез (Fernandez J. A.). Dynamics of comets: recent developments and new challenges // Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 223–240.
593. Фернандез и Ин (Fernandez J. A., Ip W.-H.). Dynamical evolution of a cometary swarm in the outer planetary region // Icarus. 1981. V. 47. № 3. P. 470–479.
594. Фернандез и Ин (Fernandez J. A., Ip W.-H.). On the time evolution of the cometary influx in the region of the terrestrial planets // Icarus. 1983. V. 54. № 3. P. 377–387.
595. Фернандез и Ин (Fernandez J. A., Ip W.-H.). Some dynamical aspects of the accretion of Uranus and Neptune: The exchange of angular momentum with planetesimals // Icarus. 1984. V. 58. № 1. P. 109–120.
596. Фернандез и Ин (Fernandez J. A., Ip W.-H.). Orbital expansion and resonant trapping during the late accretion stages of the outer planets // Planet. Space Sci. 1996. V. 44. № 5. P. 431–439.
597. Ферраз-Меллоу (Ferraz-Mello S.). Kirkwood gaps and resonant groups // Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 175–188.
598. Франклин (Franklin F. A.). An examination of the relation between chaotic orbits and the Kirkwood gap at the 2 : 1 resonance. II: Escaping orbits // Astron. J. 1996. V. 112. № 3. P. 1247–1253.
599. Фрошлэ и Морбиделли (Froeschlé Ch., Morbidelli A.). The secular resonances in the solar system // Proc. of the IAU symposium № 160 «Asteroids, comets, meteors 1993» (June 14–18, 1993, Belgirate, Italy) / Eds. A. Milani, M. DiMartino and C. Cellino. 1994. P. 189–204.
600. Фрошлэ и Шолл (Froeschlé C. F., Scholl H.). Gravitational splitting of Quadrantid-like meteor streams in resonance with Jupiter // Astron. Astrophys. 1986. V. 158. P. 259–265.
601. Фрошлэ и Шолл (Froeschlé C. F., Scholl H.). A possible source for highly inclined Apollo–Amor asteroids: the secular resonance ν_{16} // The few body problem / Ed. M. J. Valtanen. Kluwer Academic Press, Dordrecht–Holland, 1988. P. 123–127.
602. Фрошлэ и Шолл (Froeschlé Ch., Scholl H.). The three principal secular resonances ν_5 , ν_6 , and ν_{16} in the asteroid belt // Celest. Mech. & Dyn. Astron. 1989. V. 46. № 3. P. 231–251.
603. Фрошлэ и др. (Froeschlé Ch., Morbidelli A., Scholl H.). Complex dynamical behaviour of the asteroid 2335 James associated with the secular resonances ν_5 and ν_{16} : numerical studies and theoretical interpretation // Astron. Astrophys. 1991. V. 249. P. 553–562.
604. Фрошлэ и др. (Froeschlé Ch., Hahn G., Gonzi R., Morbidelli A., Farinella P.). Secular resonances and the dynamics of Mars-crossing and near-Earth asteroids // Icarus. 1995. V. 117. P. 45–61.

605. Фрэнк и др. (Frank L. A., Sigwarth J. B., Graven J. D.). On the influx of small comets into the Earth's upper atmosphere. I: Observations // *Geophys. Res. Lett.* 1986 a. V. 13. № 4. P. 303–306.
606. Фрэнк и др. (Frank L. A., Sigwarth J. B., Graven J. D.). On the influx of small comets into the Earth's upper atmosphere. II: Interpretation // *Geophys. Res. Lett.* 1986 b. V. 13. № 4. P. 307–310.
607. Хагихара (Hagihara Y.). *Celestial mechanics. V. II: Perturbation theory.* Cambridge, Massachusetts and London, 1972.
608. Хайяши и др. (Hayashi C., Adachi I., Nakazawa K.). Formation of the planets // *Prog. Theor. Phys.* 1976 a. V. 55. № 3. P. 945–946.
609. Хайяши и др. (Hayashi C., Nakazawa K., Adachi I.). Long-term behaviours of planetesimals and the formation of the planets // Preprint KUNS. Kyoto. 1976 b. № 379.
610. Хан и Бейл (Hahn G., Bailey M. E.). Rapid dynamical evolution of giant comet Chiron // *Nature*. 1990. V. 348. P. 132.
611. Хан и Лагерквист (Hahn G., Lagerkvist C.-I.). Long-term orbital evolution studies of Aten—Apollo—Amor objects // The few body problem (Proc. of the 96th IAU colloquium. Turku, Finland. June 14–19. 1987) / Ed. M. J. Valtonen. Kluwer Academic Publishers, 1988. P. 143–146.
612. Хан и Лагерквист (Hahn G., Lagerkvist C.-I.). The recent orbital history of periodic comet P/Lagerkvist (1996 R2) // *Icarus*. 1999. V. 140. P. 462–463.
613. Хан и Малхотра (Hahn J. M., Malhotra R.). Orbital evolution of planets embedded in a planetesimal disk // *Astron. J.* 1999. V. 117. P. 3041–3053.
614. Хан и др. (Hahn G., Lagerkvist C.-I., Lindgren M., Dahlgren M.). Orbital evolution studies of asteroids near the 5 : 2 mean motion resonance with Jupiter // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 246. P. 603–618.
615. Харис (Harris A. W.). An analytical theory of planetary rotation rates // *Icarus*. 1977. V. 31. № 1. P. 168–174.
616. Харис (Harris A. W.). Asteroid rotation rates. II: A theory for the collisional evolution of rotation rates // *Icarus*. 1979. V. 40. № 1. P. 145–153.
617. Харис и Хьюгес (Harris N. W., Hughes D. W.). Asteroid—Earth collision velocities // *Planet. Space Sci.* 1994 a. V. 42. № 4. P. 285–289.
618. Хартман (Hartmann W. K.). Growth of asteroids and planetesimals by accretion // *Astrophys. J.* 1968. V. 152. № 1. P. 337–342.
619. Хартман (Hartmann W. K.). Planetary cratering. I: The question of multiple impactor populations: Lunar evidence // *Meteoritics*. 1995. V. 30. P. 451–467.
620. Хартман и др. (Hartmann W. K., Tholen D. J., Meech K. J., Cruikshank D. P.). 2060 Chiron: Colorimetry and cometary behavior // *Icarus*. 1990. V. 83. № 1. P. 1–15.
621. Хауриган (Hourigan K.). Numerical experiments on planetesimal aggregation during the formation of the solar system // *Proc. Astron. Soc. Austral.* 1977. V. 1977. № 2. P. 169–171.
622. Хаусен и др. (Housen K. R., Schmidt R. M., Holsapple K. A.). Laboratory simulations of large scale fragmentation events // *Icarus*. 1991. V. 94. № 1. P. 180–190.
623. Хазегавы и Наказавы (Hasegawa M., Nakazawa K.). Distant encounter between Keplerian particles // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 227. P. 619–627.
624. Хенрард и Леметр (Henrard J., Lemaître A.). A perturbative treatment of the 2/1 Jovian resonance // *Icarus*. 1987. V. 69. P. 266–279.
625. Хелин и Шумейкер (Helin E. F., Shoemaker E. M.). The Palomar planet-crossing asteroid survey 1973–1978 // *Icarus*. 1979. V. 40. P. 321–328.
626. Хеппенхеймер (Heppenheimer T. A.). On the origin of the Kirkwood gaps and the satellite-satellite resonances // *Astron. Astrophys.* 1978. V. 70. P. 457–465.
627. Хиллс (Hills J. G.). Comet showers and the steady-state infall of comets from the Oort cloud // *Astron. J.* 1981. V. 86. № 11. P. 1730–1740.
628. Ходж (Hodge P.). *Meteorite craters and impact structures of the Earth.* Cambridge University Press, Cambridge, 1994.
629. Холман и Уиздом (Holman M. J., Wisdom J.). Dynamical stability in the outer solar system and the delivery of short period comets // *Astron. J.* 1993. V. 105. № 5. P. 1987–1999.
630. Холшевников и Шор (Kholshcheynikov K. V., Shor V. A.). Velocity distribution of meteoroids colliding with planets and satellites. I: Theory // *Astron. Astrophys. Transactions*. 1994. V. 5. № 3. P. 233–241.
631. Хоредт (Horedt G. P.). Cosmogony of the solar system // *The Moon and the planets*. 1979. V. 21. № 1. P. 63–121.
632. Хоредт (Horedt G. P.). Late stages of planetary accretion // *Icarus*. 1985. V. 64. P. 448–470.
633. Хрянина Л. П. *Метеоритные кратеры на Земле.* М.: Недра, 1987. 112 с.
634. Хэмид и др. (Hamid S. E., Marsden B. G., Whipple F. L.). Influence of a comet belt beyond Neptune on the motion of periodic comets // *Astron. J.* 1968. V. 73. № 2. P. 727–729.
635. Хюге (Huyghe P.). Incident at Curaçá // *The Sciences*. 1996. V. 36. № 2. P. 14–17.

636. Хьюзс и Харрис (Hughes D. W., Harris N. W.). The distribution of asteroid sizes and its significance // Planet. Space Sci. 1994. V. 42. № 4. P. 291–295.
637. Цеплева (Cepleva Z.). Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. Astrophys. 1992. V. 263. № 1/2. P. 361–366.
638. Цеплева (Cepleva Z.). Impacts of meteoroids larger than 1 m into the Earth's atmosphere // Astron. Astrophys. 1994. V. 286. P. 967–970.
639. Цицин Ф. А., Чепурова В. М., Генкин И. Л. О генезисе и современном состоянии проблемы «Астероидной опасности» // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 6. С. 55–68.
640. Чайба и др. (Chyba C. F., Thomas P. J., Zahnle K. J.). Nature. 1993. V. 361. P. 40–44.
641. Чанг-юн и Лин (Zhang-yin Zhao, Lin Liu). The stable regions of the triangular libration points of the planets // Icarus. 1992. V. 100. P. 136–142.
642. Чамберс (Chambers J. E.). The long-term dynamical evolution of comet Swift–Tuttle // Icarus. 1995. V. 114. P. 372–386.
643. Чамберс (Chambers J. E.). A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1999. V. 304. P. 793–799.
644. Чамберс и Везерилл (Chambers J. E., Wetherill G. W.). Making the terrestrial planets: *N*-body integrations of planetary embryos in three dimensions // Icarus. 1998. V. 136. P. 304–327.
645. Чамберс и др. (Chambers J. E., Wetherill G. W., Boss A. P.). The stability of multi-planet systems // Icarus. 1996. V. 119. P. 261–268.
646. Чеботарев Г. А., Беляев Н. А., Шмакова М. Я. Движение астероидов вблизи соизмеримостей $2/5$ и $1/3$ // Бюлл. ИТА. 1974. Т. 13. № 8 (151).
647. Ченг и Барноин (Cheng A. F., Barnoin-Jha O. S.). Giant craters on Mathilde // Icarus. 1999. V. 140. P. 34–48.
648. Чепмен (Chapman C. R.). Meteorite parent bodies // Nature. 1990. V. 344. P. 813–814.
649. Чепмен (Chapman C. R.). Bombarding Mars lately // Nature. 1996. V. 380. P. 23–24.
650. Чепмен и Моррисон (Chapman C. R., Morrison D.). Impacts on the Earth by asteroids and comets: assessing the hazard // Monthly Nature. 1994. V. 2. № 1. P. 58–65.
651. Чурюмов К. И. Кометы и их наблюдение. М.: Наука, 1980. 160 с.
652. Чурюмов К. И. Комета Хэйла–Боппа — уникальный объект для любительских наблюдений // Земля и вселенная. 1997. № 1. С. 3.
653. Шарлье К. Небесная механика. М.: Наука, 1966. 627 с.
654. Шарптон и Марин (Sharpton V. L., Marin L. E.). The cretaceous-tertiary impact crater and the cosmic projectile that produced it // Near-Earth objects / Ed. J. L. Remo. Annals of the New York Academy of Sciences. N. Y., 1997. V. 822. P. 353–380.
655. Шевченко и Шолл (Shevchenko I. I., Scholl H.). Intermittent trajectories in the $3/1$ Jovian resonance // Celest. Mech. Dyn. Astron. 1997. V. 68. P. 163–175.
656. Шербаум Л. М., Симоненко А. Н., Кручиненко В. Г. О характере эволюции орбит вблизи соизмеримости $1 : 3$ с Юпитером (результаты модельных расчетов) // Письма в Астрон. журн. 1979. Т. 5. № 12. С. 669–673.
657. Шидлиховский (Šidlichovský M.). Application of the method of Wisdom to resonances, $5/2$ resonance of asteroids // «Figure and dyn. Earth, Moon, and planets» Proc. Int. Symp. 1987 a. Pt. 2. P. 571–580. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci. Prague, 15–20 Sept, 1986.
658. Шидлиховский (Šidlichovský M.). Comparison of perturbation and Wisdom methods for $5/2$ resonance // Proc. 10th European regional astron. meeting of the IAU. 1987 b. V. 3. P. 33–37. Publ. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci. № 68.
659. Шидлиховский (Šidlichovský M.). On the origin of $5/2$ Kirkwood gap // The few body problem / Ed. Valtonen M. J. Kluwer Academic Press, Dordrecht—Holland, 1988. P. 117–121.
660. Шидлиховский и Мелендо (Šidlichovský M., Melendo B.). Mapping for $5/2$ asteroidal commensurability // Bull. Astron. Inst. Czech. 1986. V. 37. № 2. P. 65–80.
661. Шмидт О. Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. 3-е изд., доп. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 140 с.
662. Шолл (Scholl H.). Chaotic orbits in the $2/1$ Kirkwood gap // Тезисы докладов всероссийского совещания «Компьютерные методы небесной механики» (24–26 ноября 1992 г.) / Ред. А. Г. Сокольский. СПб., 1992. С. 86.
663. Шолл и Фрешлэ (Scholl H., Froeschlé C. F.). Asteroidal motion at the $3 : 1$ commensurability // Astron. Astrophys. 1974. V. 33. P. 455–458.
664. Шолл и Фрешлэ (Scholl H., Froeschlé C. F.). Asteroidal motion at the $5/2$, $7/3$ and $2/1$ resonances // Astron. Astrophys. 1975. V. 42. P. 457–463.

665. Шолл и Фрешилз (Scholl H., Froeschlé C. F.). Orbital evolution of known asteroids in the ν_3 secular resonance region // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 227. P. 255–263.
666. Шолл и Фрешилз (Scholl H., Froeschlé C. F.). The ν_6 secular resonance region near 2 AU: A possible source of meteorites // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 245. P. 316–321.
667. Шор В. А. Происхождение малых планет // *Малые планеты* / Ред. Н. С. Самоилова-Яхонтова. М.: Наука, 1973. С. 283–333.
668. Шульман Л. М. Ядра комет. М.: Наука, 1987. 232 с.
669. Шоумейкер и др. (Shoemaker E. M., Williams J. S., Helin E. F., Wolfe R. F.). Earth-crossing asteroids: Orbital classes, collision rates with Earth and origin // *Asteroids* / Ed. T. Gehrels. Tucson, University of Arizona Press, 1979. P. 253–282.
670. Шоумейкер и др. (Shoemaker E. M., Weissman P. R., Shoemaker C. S.). The flux of periodic comets near Earth // «Hazards due to comets and asteroids» / Eds. T. Gehrels, M. S. Matthews. University of Arizona Press Space Science Series, 1994. P. 313–336.
671. Эггерс и др. (Eggers S., Keller H. U., Kroupa P., Markiewicz W. J.). Origin and dynamics of comets and star formation // *Planet. Space Sci.* 1997. V. 45. № 9. P. 1099–1104.
672. Эджеверс (Edgeworth K. E.). The origin and evolution of the Solar System // *Monthly Notices of Royal Astron. Society.* 1949. V. 109. P. 600–609.
673. Энеев Т. М. Новая аккумуляционная модель формирования планет и структура внешних областей солнечной системы. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. 1979. № 166.
674. Энеев Т. М. О возможной структуре внешних (занапунных) областей Солнечной системы // *Письма в Астрон. журн.* 1980. Т. 6. № 5. С. 295–300.
675. Энеев Т. М., Козлов Н. Н. О новой модели процесса аккумуляции планетной системы. Результаты численных экспериментов // *Письма в Астрон. журн.* 1979. Т. 5. № 9. С. 470–476.
676. Энеев Т. М., Козлов Н. Н. Модель аккумуляционного процесса формирования планетных систем. I. Численные эксперименты // *Астрон. вестн.* 1981 г. Т. 15. № 2. С. 80–94.
677. Энеев и Козлов (Eneev T. M., Kozlov N. N.). The problems of simulation of planetary systems accumulation processes // *Adv. Space Res.* 1981 6. V. 1. P. 201–215.
678. Энеев Т. М., Козлов Н. Н. Модель аккумуляционного процесса формирования планетных систем. II: Вращение планет и связь модели с теорией гравитационной неустойчивости // *Астрон. вестн.* 1981 г. Т. 15. № 3. С. 131–141.
679. Энеев Т. М., Козлов Н. Н. О новом методе численного моделирования эволюции сложных дискретных систем // *Докл. АН СССР.* 1982. Т. 263. № 4. С. 820–824.
680. Энкреназ (Encrenaz T.). The planet Jupiter // *The Astron. Astrophys. Rev.* 1999. P. 171–219.
681. Эпик (Öpik E. J.). Collisional probabilities with the planets and the distribution of interplanetary matter // *Proc. Roy. Irish. Acad.* 1951. V. A54. P. 165–199.
682. Эпик (Öpik E. J.). The stray bodies in the Solar system. I: Survival of cometary nuclei and the asteroids // *Adv. Astron. Astrophys.* 1963. V. 2. P. 219–262.
683. Эпик (Öpik E. J.). *Interplanetary encounters.* Amsterdam. 1976.
684. Эпплгейт и др. (Applegate J. H., Douglas M. R., Gursel Y. et al.). The outer solar system for 200 million years // *Astron. J.* 1986. V. 92. P. 176–194.
685. Эфемериды малых планет на 1997 год / Под ред. Ю. В. Батракова. СПб.: ИТА РАН, 1996. 676 с.
686. Энкреназ (Encrenaz T.). The planet Jupiter // *The Astron. Astrophys. Rev.* 1999. P. 171–219.
687. Ю и Тремейн (Yu Q., Tremaine S.). The dynamics of Plutinos // *Astron. J.* 1999. V. 118. P. 1873–1881.

Оглавление

Введение	3
Глава I	
Строение Солнечной системы	6
Введение	6
§ 1. Планеты, их спутники и кольца	6
§ 2. Главный астероидный пояс	10
§ 3. Собственные элементы орбит и семейства астероидов	12
§ 4. Резонансы в астероидном поясе	14
§ 5. Троянцы	17
§ 6. Объекты, сближающиеся с Землей	19
§ 7. Выпадения небесных тел на Землю, кратеры	22
§ 8. Метеориты	23
§ 9. Объекты, пересекающие орбиты планет-гигантов. Кентавры	24
§ 10. Транснептуновые объекты	26
§ 11. Облака Оорта и Хиллса	29
§ 12. Кометы	30
§ 13. Метеорные потоки	34
§ 14. Аккумуляция планет	36
Глава II	
Эволюция двух близких гелиоцентрических орбит гравитационно взаимодействующих тел	42
Введение	42
§ 1. Варианты расчетов эволюции орбит двух небесных объектов	43
§ 2. Расчеты с различной точностью интегрирования на шаге	46
§ 3. Типы изменений элементов орбит	48
§ 4. Области исходных данных, при которых изменения элементов орбит принадлежат различным типам	50
§ 5. Сравнение с результатами других авторов	51
§ 6. Движение около треугольных точек либрации	52
§ 7. Максимальные эксцентриситеты и расстояния от Солнца двух гравитационно взаимодействующих тел	53
§ 8. Случай первоначально эксцентричных орбит	55
§ 9. Выходы тел на резонансные орбиты	56
Выводы по главе II	57
Глава III	
Эволюция орбит астероидного типа при резонансе 2 : 5	59
Введение	59
§ 1. Варианты расчетов	60
§ 2. Формулы перехода от прямоугольных координат к орбитальным, свободные от особенностей при нулевых наклонах и эксцентриситетах	63
§ 3. Максимальные значения эксцентриситетов орбит фиктивных астероидов	64
§ 4. Формирование люка Кирквуда 2 : 5	64
§ 5. Астероиды, достигающие орбиты Земли	65
§ 6. Особенности распределения астероидов около люка 2 : 5	67
§ 7. Взаимосвязь изменений эксцентриситета и долготы перигелия в случае, когда периоды этих изменений одинаковы	67
§ 8. Переходы между различными типами N_{π}	71
§ 9. Взаимосвязь изменений элементов орбит в случае, когда периоды долгопериодических изменений эксцентриситета и долготы перигелия различны	73
§ 10. Области исходных данных, соответствующие различным типам N_{π}	74
§ 11. Взаимосвязи изменений i , ω , Ω и e	74

§ 12. Изменения элементов орбит за период T_e долгопериодических изменений эксцентриситета	77
§ 13. Особенности изменений элементов орбит при больших наклонениях	80
§ 14. Пределы и периоды изменений элементов орбит	80
§ 15. Зависимость изменений элементов орбит от исходных данных	81
Выводы по главе III	
Глава IV	82
Моделирование эволюции орбит небесных тел методом сфер	82
Введение	82
§ 1. Алгоритм метода сфер	
§ 2. Характерное время до столкновения или сближения двух тел до расстояния, равного радиусу рассматриваемой сферы	83
§ 3. Сравнение результатов, полученных методом сфер и путем численного интегрирования уравнений движения	86
§ 4. Относительное движение сближающихся объектов	88
§ 5. Основные принципы построения алгоритма моделирования на ЭВМ эволюции дисков, состоящих из большого числа планетезималей	90
§ 6. Число сближений и столкновений тел, происходящих в диске за некоторый интервал времени	91
§ 7. Характерные изменения элементов орбит тел при одном сближении до радиуса сферы действия	92
Выводы по главе IV	95
Глава V	
Предельные модели эволюции диска тел, движущихся вокруг Солнца	96
Введение	96
§ 1. Результаты моделирования эволюции дисков, первоначально состоявших из сотен тел	97
§ 2. Эволюция диска, состоящего из большого числа тел	102
1. Изменения среднего эксцентриситета	102
2. Изменение параметра Сафронова θ в ходе аккумуляции планет	104
3. Время эволюции диска, состоящего из примерно одинаковых тел	105
4. Времена эволюции дисков, состоящих из различных тел	107
§ 3. Характерные времена до выпадений малых тел на более крупное тело	107
§ 4. Формирование осевых вращений планет	109
1. Обзор результатов, полученных другими авторами	109
2. Осевые моменты аккумулирующихся тел	110
3. Формирование осевых вращений планет в случае аккумуляции твердых тел	112
4. Формирование осевых вращений планет в случае объединений разреженных сгущений	
Выводы по главе V	113
Глава VI	115
Миграция тел в процессе аккумуляции планет	116
Введение	116
§ 1. Миграция тел при аккумуляции планет земной группы	117
§ 2. Миграция тел при формировании планет-гигантов	122
§ 3. Влияние мигрировавших тел на эволюцию астероидного пояса	130
§ 4. Миграция тел в зоне планет-гигантов после формирования основной массы этих планет	
Выводы по главе VI	131
Глава VII	133
Миграция малых тел к Земле	135
Введение	135
§ 1. Характерные времена до столкновений и тесных сближений тел диска	137
§ 2. Миграция тел к орбите Земли из астероидного пояса	138

§ 3. Миграция транснептуновых объектов вследствие их взаимного гравитационного влияния	142
1. Расчеты эволюции орбит нескольких гравитационно взаимодействующих объектов	142
2. Эволюция эксцентриситетов орбит транснептуновых объектов	144
3. Эволюция больших полуосей орбит транснептуновых объектов	146
4. Вероятности столкновений транснептуновых объектов	147
§ 4. Миграция транснептуновых объектов под влиянием планет-гигантов	148
§ 5. Эволюция орбит тел, находящихся в резонансе 3 : 2 с движением Нептуна	152
1. Типы эволюции	155
2. Изменения элементов орбит	158
§ 6. Эволюция орбит объектов P/1996 R2 и P/1996 N2	164
§ 7. Исследования методом сфер миграции малых тел под влиянием планет	173
1. Варианты расчетов	173
2. Выбросы тел на гиперболические орбиты и их столкновения с планетами	177
3. Миграция тел в Солнечной системе	181
4. Времена эволюции дисков тел	182
§ 8. Характерные времена до выпадений тел на Землю	183
1. Характерные времена до столкновения с Землей объектов, сближающихся с Землей	183
2. Миграция тел и возрасты метеоритов	186
3. Частота столкновений с Землей тел различных масс	187
4. Времена до выпадений тел на различные планеты	188
5. Доля транснептуновых тел, достигающих орбиты Земли	188
Выводы по главе VII	191
Приложение 1. Методы выбора пар сближающихся тел	192
Введение	192
§ 1. Вероятностный выбор пар контактирующих объектов	192
§ 2. Общая схема метода условной треугольной матрицы	194
§ 3. Эквивалентность метода УТМ методу «полного перебора»	196
§ 4. Периодические перенумерации объектов	196
§ 5. Сравнение эффективности различных методов	197
§ 6. Модификации алгоритма, обеспечивающие дополнительное увеличение скорости расчетов	201
Выводы	202
Приложение 2. Изменения элементов орбит планет	203
Приложение 3. Некоторые формулы небесной механики	212
§ 1. Ограниченная круговая задача трех тел	212
§ 2. Различные гравитационные сферы	214
§ 3. Элементы орбиты	215
§ 4. Положения, скорости и уравнения движения тел	215
Приложение 4. Получение астрономических данных по Интернету	217
Приложение 5. Динамическая астрономия в мире	225
§ 1. Динамическая астрономия за рубежом	226
1. Астрономические организации	226
2. Гранты	230
3. Общение	231
§ 2. Впечатления от научных поездок	235
§ 3. Наука в СССР и России	244
§ 4. Пожелания будущим ученым	259
§ 5. Дополнение 1999 г.	261
§ 6. Некоторые впечатления от последних поездок	264
§ 7. Специалисты по динамической астрономии	265
Приложение 6. Автобиографические воспоминания	284
Литература	289

CONTENTS

INTRODUCTION	3
Chapter I	6
THE STRUCTURE OF THE SOLAR SYSTEM	6
Introduction	6
§ 1. Planets, their satellites and rings	10
§ 2. The main asteroid belt	12
§ 3. Proper orbital elements and asteroid families	14
§ 4. Resonances in the asteroid belt	17
§ 5. Trojans	19
§ 6. Near-Earth objects	22
§ 7. Collisions of celestial bodies with the Earth, craters	23
§ 8. Meteorites	24
§ 9. Giant-planet crossers. Centaurs	26
§ 10. Trans-Neptunian objects	29
§ 11. Oort and Hills clouds	30
§ 12. Comets	34
§ 13. Meteor streams	36
§ 14. Planet accumulation	
Chapter II	
EVOLUTION OF TWO CLOSE HELIOCENTRIC ORBITS OF GRAVITATIONALLY INTERACTING BODIES	42
Introduction	42
§ 1. Variants of calculations of the evolution of two celestial objects	43
§ 2. Calculations with integration to various precisions on a step	46
§ 3. Types of variations in orbital elements	48
§ 4. Ranges of initial data in which the variations in orbital elements are of the various types	50
§ 5. Comparison with results of other authors	51
§ 6. Motion around triangular libration points	52
§ 7. Maximum eccentricities and distances from the Sun for two gravitationally interacting bodies	53
§ 8. The case of initially eccentric orbits	55
§ 9. Transitions of bodies into resonant orbits	56
Conclusions on chapter II	57
Chapter III	
EVOLUTION OF ASTEROIDAL ORBITS AT THE 5 : 2 RESONANCE	59
Introduction	59
§ 1. Variants of calculations	60
§ 2. Formulas for conversion from rectangular to orbital coordinates free of singularities at zero inclinations and eccentricities	63
§ 3. Maximum values of eccentricities of fictitious asteroids	64
§ 4. Formation of the 5 : 2 Kirkwood gap	64
§ 5. Asteroids reaching the orbit of the Earth	65
§ 6. Properties of the distribution of asteroids near the 5 : 2 gap	67
§ 7. Types N_π of interrelations of the variations in the eccentricity and longitude of perihelion when the periods of these variations are the same	67
§ 8. Transitions between different types N_π	71
§ 9. Interrelations of the variations in the orbital elements when the periods of the long-period variations in the eccentricity and longitude of perihelion differ	73
§ 10. Regions of initial data corresponding to different types N_π	74
§ 11. Interrelations of the variations in i , ω , Ω , and e	74

§ 12. Variations of the orbital elements over the period T_e of the long-period variations in the eccentricity	77
§ 13. Peculiarities of the variations in the orbital elements at large inclinations	79
§ 14. Limits and periods of variations in the orbital elements	80
§ 15. Dependence of the variations in the orbital elements on the initial data	80
Conclusions on chapter III	81

Chapter IV

SIMULATION OF ORBITAL EVOLUTION OF CELESTIAL BODIES BY THE SPHERES' METHOD

Introduction	82
§ 1. Algorithm of the spheres' method	82
§ 2. Characteristic time elapsed up to a collision or a close encounter of two bodies up to the distance equal to the radius of the considered sphere	83
§ 3. Comparison of results obtained by the sphere's method and by numerical integration of motion equations	86
§ 4. Relative motion of encountering bodies	88
§ 5. Main principles of construction of the computer simulation algorithm of the evolution of disks consisting of a large number of planetesimals	90
§ 6. Number of encounters and collisions of bodies in the disk during some time interval	91
§ 7. Characteristic variations in orbital elements at one encounter up to the radius of sphere of action	92
Conclusions on chapter IV	95

Chapter V

LIMITING MODELS OF THE EVOLUTION OF A DISK OF BODIES MOVING AROUND THE SUN

Introduction	96
§ 1. Results of simulation of the evolution of disks initially consisting of hundreds of bodies	97
§ 2. Evolution of a disk consisting of a large number of bodies	102
1. Variations in average eccentricity	102
2. Variations of the Safronov's parameter θ during planet accumulation	104
3. Evolution time of a disk consisting of almost the same bodies	105
4. Evolution times of disks consisting of various bodies	107
§ 3. Characteristic times elapsed up to collisions of small bodies with a larger body	107
§ 4. Formation of planets' spins	109
1. Review of the results obtained by other authors	109
2. Spin momenta of accumulating bodies	110
3. Formation of axial rotations of planets in the case of accumulation of solid bodies	112
4. Formation of axial rotations of planets in the case of coagulations of rarefied condensations	113
Conclusions on chapter V	115

Chapter VI

MIGRATION OF BODIES IN THE ACCUMULATION OF PLANETS

Introduction	116
§ 1. Migration of bodies in formation of the terrestrial planets	117
§ 2. Migration of bodies in formation of the giant planets	122
§ 3. Influence of migrating bodies on the evolution of the asteroid belt	130
§ 4. Migration of planetesimals in the zone of the giant planets after the formation of the main mass of these planets	131
Conclusions on chapter VI	133

Chapter VII

MIGRATION OF SMALL BODIES TO THE EARTH

Introduction	135
§ 1. Characteristic times elapsed up to collisions and close encounters of bodies in a disk	137
§ 2. Migration of bodies from the asteroid belt to the Earth's orbit	138
§ 3. Migration of trans-Neptunian objects due to their gravitational influence	142

1. Calculations of orbital evolution of several gravitationally interacting objects	142
2. Evolution of eccentricities of trans-Neptunian objects	144
3. Evolution of semimajor axes of trans-Neptunian objects	146
4. Probabilities of collisions of trans-Neptunian objects	147
§ 4. Migration of trans-Neptunian objects under the influence of the giant planets	148
§ 5. Evolution of orbits for the 2 : 3 resonance with Neptune	152
1. Types of evolution	155
2. Variations in orbital elements	158
§ 6. Orbital evolution of the objects P/1996 R2 and P/1996 N2	164
§ 7. Investigations of migration of small bodies under the influence of planets with the use of the spheres' method	173
1. Variants of the computer runs	173
2. The ejection of bodies into hyperbolic orbits and their collisions with planets	177
3. Migration of bodies in the Solar System	181
4. Times of evolution of the disks of bodies	182
§ 8. Characteristic times elapsed up to the collisions of bodies with the Earth	183
1. Characteristic times elapsed up to the collisions of near-Earth objects with the Earth	183
2. The migration of bodies and meteorite ages	186
3. The collision frequency of bodies having various masses with the Earth	187
4. Times elapsed up to collisions of bodies with various planets	188
5. Portion of trans-Neptunian bodies reaching the Earth's orbit	188
Conclusions on chapter VII	191
Appendix 1. METHODS OF A CHOICE OF PAIRS OF ENCOUNTERING BODIES	192
Introduction	192
§ 1. Probabilistic choice of pairs of contacting objects	192
§ 2. The general scheme of the method of conditional triangular matrix	194
§ 3. Equivalency of the method of a conditional triangular matrix to the method of «full search»	196
§ 4. Periodical renumbering of objects	196
§ 5. Comparison of the efficiency of different methods	197
§ 6. Algorithm modifications providing an additional increase of the calculations' velocity	201
Conclusions	202
Appendix 2. VARIATIONS IN ORBITAL ELEMENTS OF PLANETS	203
Appendix 3. SOME CELESTIAL MECHANICS' FORMULAS	212
§ 1. The restricted circular problem of three bodies	212
§ 2. Various gravitational spheres	214
§ 3. Orbital elements	215
§ 4. Positions, velocities, and motion equations of bodies	215
Appendix 4. RECEIVING ASTRONOMICAL DATA BY INTERNET	217
Appendix 5. DYNAMICAL ASTRONOMY IN THE WORLD	225
§ 1. Foreign dynamical astronomy	226
1. Astronomical organizations	226
2. Grants	230
3. Contacts	231
§ 2. Impressions from scientific visits	235
§ 3. Science in the USSR and in Russia	244
§ 4. Wishes to future scientists	259
§ 5. Addition made in 1999	261
§ 6. Impressions from last visits	264
§ 7. Specialists in dynamical astronomy	265
Appendix 6. AUTOBIOGRAPHICAL MEMOIRS	284
REFERENCES	289

СПИСОК ЗАМЕЧЕННЫХ ОПЕЧАТОК

- C.25. В таблице 1.8 для объектов 2000 СО104 — 1999 ОХЗ (первые пять строк) и 1995 SN55 вместо значений *a*, *e*, *i* приведены значения *e*, *i*, *a*
- C.109. В 11-й строке первого абзаца §4, п.1 следует читать: "Харисом" вместо "Харисоме"
- C.137. В конце введения следует читать ")." вместо "."
- C.211. На двух верхних графиках рисунка П.2.1.(и) приведены значения *e* и *i* (в грал.), а не *q*, *Q* и *a*
- C.290. В ссылке [59] следует читать "P/Encke" вместо "P.Encke"
- C.299—300. Номера страницы для ссылок: [310]: 41—46, [311]: 151—162, [316]: 292—293, [317]: 45, [318]: CD-ROM, [319]: 299—300 (для русского текста, английский текст на дискете), [320]: 156

c. 288

c. 301

Ипатов Сергей Иванович

Миграция небесных тел в Солнечной системе

Группа подготовки издания:

Директор — Доминго Марин Рикой

Заместители директора — Наталья Финогенова, Ирина Макеева

Компьютерный дизайн — Виктор Романов

Верстка — Михаил Кириллов

Редакционно-корректурные работы — Елена Кудряшова, Анна Шабалина

Обработка графики — Елена Ефремова, Наталья Аринчева

Техническая поддержка — Наталия Бекетова, Андрей Стулов, Анна Тюрина

Издательство «Эдиториал УРСС». 113208, г. Москва, ул. Чертановская, д. 2/11, к. п.
Лицензия ЛР № 064418 от 24.01.96 г. Гигиенический сертификат на выпуск книжной
продукции № 77.ФЦ.8.953.П.270.3.99 от 30.03.99 г. Подписано к печати 21.06.2000 г.
Формат 70×100/16. Тираж 1000 экз. Усл. печ. л. 26. Печ. л. 20. Авт. л. 32. Зак. № **19**
Отпечатано в АООТ «Политех-4». 129110, г. Москва, ул. Б. Переяславская, 46.