

Л. М. Шульман

ЩИРА
КОМЕТ



Снимок ядра кометы Галлея, полученный с помощью космического аппарата "ВЕГА"-2" (Nature. – 1986. – V. 321, No. 6067)

Л. М. Шульман

ЯДРА КОМЕТ



МОСКВА "НАУКА"
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1987

ББК 22.655
Ш95
УДК 523.64.823

Ш у л ь м а н Л.М. Ядра комет. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — 232 с.

Описана современная физическая модель ядра кометы, ее становление, основы теоретического аппарата, с помощью которого характеристики кометных ядер выводятся из анализа фотометрических, спектральных и др. наблюдений комет. Рассматривается монолитность ядер, их химический состав, тепловой режим, особенности сублимации кометных льдов, образование и поведение поверхностного пылевого слоя. Сообщаются сведения о смежных разделах физики, химии, криогеники и др., с которыми приходится работать исследователю ядер комет.

Специальный раздел посвящен исследованию кометы Галлея с помощью космических аппаратов.

Для астрономов и физиков — специалистов, аспирантов, студентов.

Табл. 30. Ил. 40. Библиогр. 717 назв.

Рецензент доктор физико-математических наук Л.С. Марочник

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
им. Н. И. Лобачевского
420026 Казань, ул. Татарская

Ил 1705050000-148 135-87
053 (02)-87

© Издательство "Наука".
Главная редакция физико-
математической литературы,
1987

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ЯДРАХ КОМЕТ.	7
§ 1.1. Эмпирический базис теории кометных ядер.	7
§ 1.2. Модель ядра кометы в виде облака частиц.	17
§ 1.3. Модель каменистого монолита.	19
§ 1.4. Ледяная модель.	21
Глава 2. КРИТИКА НЕМОНОЛИТНЫХ И КАМЕНИСТЫХ МОДЕЛЕЙ	25
§ 2.1. Динамическая неустойчивость ядра кометы в виде роя частиц	25
§ 2.2. Могут ли кометы обладать кратными ядрами?	29
§ 2.3. Аргументация против каменистой модели.	31
Глава 3. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОМЕТНЫХ ЯДЕР.	37
§ 3.1. Реконструкция по данным спектроскопии кометных атмосфер	37
§ 3.2. Химические реакции в атмосферах комет	46
§ 3.3. Космогонический подход к проблеме состава кометных ядер	52
§ 3.4. Радиационно-химические процессы в ядрах комет.	72
§ 3.5. Космические лучи как фактор химической эволюции кометных льдов.	75
§ 3.6. Незвестные компоненты?	84
Глава 4. СТРОЕНИЕ И РАЗМЕРЫ КОМЕТНЫХ ЯДЕР ПО ДАННЫМ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОМЕТРИИ	88
§ 4.1. Связь параметров ядра с интегральным блеском кометы	88
§ 4.2. Тепловой режим и сублимация чистого льда	90
§ 4.3. Однослойное экранирование льда пылью.	103
§ 4.4. Основные фотометрические закономерности и их интерпретация	109
§ 4.5. Размеры ядер комет по фотометрическим данным	123
Глава 5. ПЫЛЕВАЯ КОМПОНЕНТА ЯДЕР.	129
§ 5.1. Наблюдательные данные о пыли в кометах	129
§ 5.2. Диагностика кометной пыли по собственному инфракрасному излучению	130
§ 5.3. Происхождение кометной пыли	139
§ 5.4. Вклад пыли в интегральный блеск кометы	143
Глава 6. СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ЯДРА	148
§ 6.1. Доводы в пользу неоднородности поверхности ядер комет	148
§ 6.2. Вращение ядер и его фотометрическое проявление	148
§ 6.3. Тепловой баланс и испарение льда под пылевым слоем	161
§ 6.4. Псевдооживление пылевого слоя. Субкритический режим	168

§ 6.5. Частичное псевдооживление	173
§ 6.6. Оценка роли неучтенных эффектов	180
Глава 7. ВНУТРЕННИЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ?	184
§ 7.1. Развитие идей о внутренних источниках энергии в ядрах комет	184
§ 7.2. Ионно-молекулярные кластеры как резервуар внутренней энергии	190
§ 7.3. Проявление внутренних источников энергии	200
После миссий к комете Галлея (вместо послесловия)	203
Список литературы	205

ПРЕДИСЛОВИЕ

Последняя в СССР монография, посвященная кометам в целом, опубликована О.В. Добровольским в 1966 г. С тех пор объем сведений и размах работ по физике комет увеличились настолько, что стали появляться книги, посвященные отдельным разделам физики и астрономии комет: происхождению (Всехсвятский, 1967б), атмосферам комет (Шульман, 1972а) и т.п. Монография о ядрах комет представляется вниманию читателя впервые. Она суммирует знания, добытые почти за триста лет (начиная с И. Ньютона, догадавшегося о существовании твердых кометных ядер) примерно двумя сотнями исследователей.

Как и многие другие, наука о кометных ядрах полна противоречивых концепций, полемики, дискуссионных и сомнительных (с точки зрения автора) выводов.

Несмотря на это, автор попытался изложить единую, последовательную точку зрения на ядра комет, избегая превращения монографии в фрагментарный набор рефератов с комментариями. Вместе с тем альтернативные взгляды также отражены и процитированы и во многих случаях комментируются или критикуются.

Примерно 700 работ, упомянутых в списке литературы не являются исчерпывающей библиографией по данному и смежным вопросам. Автор старался выдержать следующий принцип: процитировать все монографии, сборники статей и обзоры, упомянуть по меньшей мере один раз каждого из исследователей, внесших вклад в изучение данной проблемы и, если одному автору принадлежит несколько работ по кометным ядрам, представить по возможности каждый цикл хотя бы одной работой. При составлении списка литературы автор особенно старался учесть интересы двух групп читателей: начинающих астрофизиков, выбравших в качестве объекта исследования кометы, и опытных специалистов, пришедших в кометную физику из смежных наук.

Первым книга может служить в качестве введения в проблематику, в методы постановки и решения задач. Для пользы этого круга читателей в список литературы включены ссылки на монографии и статьи по различ-

ным разделам физики, химии, математики, криогеники, которыми должен сейчас владеть исследователь комет.

Комета Галлея привлекла к кометам внимание большого числа опытных специалистов из других наук. Принадлежащий к этой категории читатель сможет найти здесь ответ на вопрос, насколько нова выдвинутая им идея, какое место она занимает в общем ряду. С этой целью автор старался проследить развитие каждой ключевой идеи в физике кометных ядер, в том числе тех, которые оказались неверными, сослужив, однако, свою службу прогрессу науки.

Д о б а в л е н и е в к о р р е к т у р е. Во время подготовки настоящей книги появилось много статей, посвященных проблеме кометных ядер. Следует особо отметить выход трехтомного сборника докладов Гейдельбергского международного симпозиума по комете Галлея¹⁾, трудов Брюссельского симпозиума²⁾, интересны примыкающие к настоящему исследованию работы Т. Ямамото с сотрудниками³⁻⁵⁾.

¹⁾ 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's comet (Proc. of the Intern. Symp. Heidelberg, 27-31 Oct. 1986). – ESA SP-250. – Paris, 1986. – V. 1, 618 p.; V. 2, 524 p.; V. 3, 466 p.

²⁾ Symposium on the Diversity and Similarity of Comets (6-9 April 1987). – ESA SP-278, 1987.

³⁾ Yamamoto T., Nakawa N., Fukui Y. The chemical composition and thermal history of the ice of a cometary nucleus//A&A. 1983. – V. 122, No. 1. – P. 171-176.

⁴⁾ Yamamoto T. Formation environment of cometary nuclei in the primordial solar nebula//A&A. – 1985. – V. 142, No. 1. – P. 31-36.

⁵⁾ Yamamoto T. Formation history and environment of cometary nuclei//Ices in the Solar System/Eds. J. Klinger, A. Dollfus and R. Smoluchowski. – Holland: Reidel, 1985. – P. 205-219.

РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ЯДРАХ КОМЕТ

§ 1.1. Эмпирический базис теории кометных ядер

Ярчайшие кометы, обладающие грандиозными хвостами, описаны в древних хрониках задолго до нашей эры. Изменчивость внешнего вида комет навела древних естествоиспытателей на мысль об их газообразной природе. Кометы считали испарениями Земли вплоть до Тихо Браге, который параллактическими наблюдениями доказал, что комета 1557 г. была дальше от Земли, чем Луна и, следовательно, являлась небесным телом.

На рубеже XVII и XVIII веков И. Ньютон и Э. Галлей заложили основы динамики комет. Первый разработал, а второй применил на практике способ определения кометных орбит. В науке утвердился факт: кометы движутся вокруг Солнца, как материальные точки, взаимодействующие с Солнцем и планетами по закону всемирного тяготения Ньютона. Ньютону и его современникам представлялось маловероятным, что облако газа, клочковатое и изменчивое, может вести себя подобным образом. Так возникла догадка о существовании твердого ядра кометы. В 1687 г. И. Ньютон (1916) выразил свое мнение следующим образом: "хвост кометы есть не что иное, как тончайший пар, испускаемый головой или ядром кометы вследствие его нагревания". Современник И. Ньютона физик Роберт Гук после наблюдения комет 1680 и 1682 годов (кометы Галлея) писал: "Мне кажется ясным, что очень легкие и тонкие частицы, подобно парам, распространяются от ядра на значительные расстояния от него в направлении к Солнцу и, достигнув некоторого предела, возвращаются назад и идут в сторону, противоположную Солнцу". Противником идеи Ньютона о газообразной природе кометных хвостов был Ломоносов (1952), считавший, что "хвосты комет не суть пары, из них восстающие, но токмо движения эфира, от электрической силы происходящие". Хотя Ломоносов ошибался, отрицая испарение ядра, он верно угадал и аргументировал электрическую природу ускорения вещества в плазменных хвостах. С ростом точности определения положений комет выяснилось, что их движение вокруг Солнца не вполне описывается законом всемирного тяготения. Расхождение, так называемые негравитационные эффекты, сразу же было приписано действию реактивной силы струи испаряющегося вещества. Модель кометы должна объяснить существование, величину и направление негравитационных возмущений. Теория негравитационных возмущений не входит в рамки настоящей работы. Заинтересованный читатель может обратиться к работам Секанины (1967а, б, 1972) Марсдена и др. (1972, 1973), Уиппла и Секанины (1979) и других авторов.

Важный элемент эмпирического базиса теории кометных ядер — фотометрия комет. Практически все известные астрономы прошлого, наблюдавшие кометы, оценивали их интегральный визуальный блеск. В кометографии С.К. Всехсвятского (1958б) можно найти оценки интегрального блеска комет, принадлежащие Кеплеру, Гевелию, Цизату, Флемстиду, Мессье, В. Гершелю, К. Гершель, Ольберсу, Мешену, Понсу, Гардингу, Струве, Виннеке и многим другим.

В "Математических началах натуральной философии" (1687) И. Ньютон впервые поставил задачу найти алгоритм определения расстояния до кометы по ее блеску. Ньютон, предполагая, что ядро кометы светится отраженным солнечным светом, выводит первый в истории закон изменения интегрального блеска кометы

$$E_{\text{к}} = E_{11} \Delta^{-2} r_{\text{к}}^{-2}, \quad (1.1)$$

где $E_{\text{к}}$ — освещенность от всей кометы на Земле, Δ и $r_{\text{к}}$ — соответственно гео- и гелиоцентрическое расстояния, E_{11} — освещенность Земли светом кометы при $r_{\text{к}} = \Delta = 1 \text{ а.е.}$

Формулой (1.1) пользовался Шмидт (1863), затем Мюллер (1897). В 1816 г. формулу (1.1) подтверждает Ольберс. С повышением точности фотометрических оценок и накоплением их количества закон Ньютона критикует Берберих (1888), а Голечек (1894) предлагает вместо формулы (1.1) другую:

$$E_{\text{к}} = E_{11} \Delta^{-2} r_{\text{к}}^{-n}, \quad (1.2)$$

где n — фотометрический показатель кометы. Голечек показал, что значение $n = 4$ гораздо ближе к истине, чем принятое Ньютоном и Ольберсом $n = 2$. Формулу Ньютона критиковали и с теоретических позиций, однако неудачно. Дайхмюллер (1892) предложил, что наблюдатель определяет не поток излучения от всей кометы, а ее поверхностную яркость. Тогда эта величина не зависит от геоцентрического расстояния и справедлив закон

$$B_{\text{к}} = B_1 r_{\text{к}}^{-2}, \quad (1.3)$$

где $B_{\text{к}}$ — поверхностная яркость объекта, B_1 — та же величина при единичном гелиоцентрическом расстоянии. Здесь допущены сразу две погрешности: неверно, что глаз наблюдателя реагирует на поверхностную яркость; неверно, что поверхностная яркость кометы обратно пропорциональна квадрату гелиоцентрического расстояния.

Противоположное и столь же неверное предположение сделал В. Гершель (1912). Он считал, что, подобно звездам, комета обладает постоянной светимостью и поэтому ее интегральный блеск должен зависеть только от геоцентрического расстояния.

С.В. Орлов (1911, 1912) впоследствии основатель советской школы исследований комет, разработал и поныне применяемый способ определения фотометрических параметров комет, основанный на формуле (1.2). Логарифмический эквивалент этого соотношения в шкале звездных величин имеет вид

$$m = H_0 + 5 \lg \Delta + 2,5 n \lg r_{\text{к}} \quad (1.4)$$

и содержит два параметра: фотометрический показатель n и константу

$$H_0 = -2,5 \lg E_{11}, \quad (1.5)$$

названную впоследствии абсолютной звездной величиной кометы.

С этого момента начинаются массовые определения фотометрических параметров комет и работы по анализу изменений блеска комет. Вслед за Орловым это делает Критцингер (1914), С.К. Всехсвятский (1958б, 1964, 1966, 1967а), Бейер (1930 – 1959), Бобровников (1927, 1941а, б, 1942а, в, 1943), Боушка (1949 – 1951), Коноплева (1950), Водопьянова (1954а, б, в, 1956), Ваньсек (1949, 1952), Боушка и Ваньсек (1949), Ваньсек и Гжебик (1954), Грушка (1957), Грушка и Ваньсек (1958), Всехсвятский и Ильчицина (1974) и многие другие.

Очередной, после выводов Ньютона и Гука, шаг делает Б.Ю. Левин (1943а, б, 1947, 1948). Полагая, что кометные ядра по физико-химической природе тождественны метеоритам, отличаясь от последних размерами и количеством сорбированных газов, Левин показывает, что температура поверхности такого тела зависит от гелиоцентрического расстояния по закону

$$T = T_1 r_K^{-1/2}, \quad (1.6)$$

где T_1 – температура при $r_K = 1$. Скорость десорбции грубо зависит от температуры экспоненциально:

$$Z \sim \exp(-L/(kT)). \quad (1.7)$$

Отсюда следует связь между блеском кометы и расстояниями вида

$$m = m_0 + 2,5 \lg e \frac{L}{kT_1} \sqrt{r_K} + 5 \lg \Delta, \quad (1.8)$$

где L – энергия десорбции. Сопоставляя закон (1.8) с наблюдениями, Левин показывает, что он ничуть не хуже описывает фотометрическую кривую кометы, чем (1.2), однако в отличие от (1.2) обладает определенным физическим смыслом и позволяет сделать выводы о химической природе кометного ядра.

С позиций науки сегодняшнего дня нетрудно указать отдельные огрехи в работах Левина (1943а, б). Предложенная модель оказалась неверной, однако сама работа сыграла большую роль в физике комет, стимулировав разработку модели ядра и фотометрию комет.

Следующий шаг принадлежит С.К. Всехсвятскому (1948), который приходит к двум важным выводам. Во-первых, в кометных ядрах происходит не десорбция газов из метеоритного вещества, а испарение льда, так как наблюдаемый поток вещества слишком силен для десорбции. Во-вторых, Всехсвятский (1950а, б) отмечает, что испаряются льды сложных соединений. Как показало дальнейшее развитие науки, эти выводы оказались правильными. Однако детальной разработки модели ядра в упомянутой статье не было. В последующие годы в кометной литературе господствуют представления о каменистых ядрах, и многочисленные исследователи интерпретируют данные кометной фотометрии в рамках десорбционной модели Левина. В 1949 г. в научно-популярной статье, опубликованной в журнале "Природа", Левин также пишет о льдах в кометных ядрах, однако

ни сам Левин, ни его ученики не занялись разработкой новой модели кометного ядра. Эта заслуга полностью принадлежит Ф. Уипплу.

Фундаментальный вывод о вековом ослаблении комет был сделан Всехсвятским (1927) на основе анализа фотометрических параметров кометы Энке, а затем и нескольких других комет (1930, 1938). В дальнейшем в литературе возникла серьезная дискуссия, продолжающаяся и в настоящее время. Всехсвятский (1950а, б, 1958б), Чередниченко (1953), Коноплева (1953, 1954), Секанина (1960, 1962, 1963) и др. пришли к выводу о существенном ослаблении многих периодических комет, поддерживая первоначальный вывод Всехсвятского о дезинтеграции, а следовательно, и идею молодости комет.

Другая группа исследователей комет: Бобровников (1941 – 1943), Левин (1948), Кресак (1966) – полностью или частично отрицала вековое ослабление комет. Первым критиком результатов Всехсвятского был Бобровников. Основная идея возражения состоит в том, что не кометы ослабевают с течением времени, а "сильнеют" инструменты, с помощью которых кометы наблюдаются. Бобровников предложил исправлять значение блеска кометы, уменьшая ее звездную величину на некоторую поправку, пропорциональную диаметру инструмента.

Выводы Бобровникова подверглись критике со стороны Всехсвятского (1950а, б), справедливо указавшего, что диаметр зрительной трубы не единственный и, возможно, не самый главный источник инструментальной погрешности. Попытку эмпирически найти зависимость инструментальной поправки как функции трех параметров: диаметра, относительного отверстия и окулярного увеличения – предпринял Секанина (1962, 1963), подтвердивший вывод Всехсвятского о вековом ослаблении комет. Теоретический анализ методики визуальной фотометрии дан также Левиным (1947), Эпиком (1963б), Добровольским (1949б, 1950, 1954, 1966б), Майзелем (1970), Моррисом (1973), Майзелем и Моррисом (1976).

Автор настоящей работы более склонен принять вывод о вековом ослаблении комет, чем аргумент о вековом "усилении" инструментов. Дело в том, что рост диаметра телескопов не коснулся интегральной фотометрии комет. Визуальные оценки блеска комет, полученные с помощью крупнейших телескопов мира, редки. Как и во времена Голечека, их по-прежнему получают с помощью зрительных труб и биноклей, причем во многих случаях любители астрономии. Иногда в поддержку идеи "усиления" телескопов приводят факт смещения порога обнаружения комет в сторону более слабых объектов. Смещение порога обнаружения, показанное Добровольским (1949а), реально, так как возрастает доля комет, открываемых не визуальными наблюдателями-любителями, а фотографически, с помощью крупных широкоугольных астрографов.

Кроме среднего хода интегрального блеска кометы обнаруживают нерегулярные кратковременные вариации блеска иногда очень большого размаха, которые называют вспышками блеска, хотя наверняка понятие вспышки собирательное, включающее в себя несколько различных явлений, происходящих по физически различным причинам. Еще Мюллер (1884) и Берберих (1888), изучая колебания блеска кометы Энке, обратили внимание на их связь с солнечной активностью. Вспышки блеска изучались многими авторами: С.В. Орловым (1923, 1935, 1958), Рихте-

ром (1953, 1954б), Бахаревым (1949), ван Бисбруком (1946), Рёмер (1958). Особенно обстоятельно проблема вспышек комет рассмотрена в серии статей и монографий Добровольского (1961 и цитированная там литература). Изучали вспышки блеска также Рийвес (1954), Андриенко и Ващенко (1981).

Еще один интересный факт фотометрического поведения комет – перигелийная асимметрия их блеска. Многочисленные примеры этого явления можно найти в кометографии Всехсвятского (1958б). Еще Бейер (1953) определял различные фотометрические параметры для одной и той же кометы до и после перигелия. На большую роль перигелийной асимметрии для выбора модели кометного ядра указал Левиц (1966).

Кроме вспышек блеска существуют также нерегулярные вариации с различными характерными временами, к которым иногда причисляют и вспышки, объединяя их общим термином "активность комет" (см., например, Коношлева, 1967). Наиболее интересен для построения модели ядра тот факт, что кометы проявляют активность на больших гелиоцентрических расстояниях (Рёмер, 1962; Секанина, 1973; 1975; Вест, 1978; Кокрен и Мак-Колл, 1980).

Таким образом, с точки зрения интегральной фотометрии комет модель ядра должна объяснять весьма значительную совокупность фактов.

Еще один элемент эмпирического базиса теории кометных ядер – спектроскопия. Датой рождения кометной спектроскопии следует считать 5 августа 1864 г., когда Донати наблюдал спектр кометы Темпеля 1864 II. Первое правильное отождествление спектра кометы выполнено Хаггинсом (1868), приписавшим три яркие полосы в спектре кометы Виннеке углероду, и было сделано задолго до создания квантовой механики и систематики молекулярных спектров. По кометной спектроскопии опубликованы обзоры Бальде (1926), Бобровникова (1942б), Свингса (1941, 1943, 1956, 1965), Свингса, Мак-Келлара и Минковского (1943), Вурма (1943, 1963), Рихтера (1963), Арпины (1965), Добровольского (1961, 1966а), Герцберга (1976), атлас кометных спектров Свингса и Хазера (1956), Л.М. Шульмана (1979а), А'Херна (1982), Б.С. Шульмана (1947).

Основной вывод о механизме свечения кометных атмосфер – установление факта резонансной флуоресценции. Впервые термин "флуоресценция" употребили Шварцшильд и Крон (1911), анализируя распределение яркости в хвосте кометы Галлея. Однако авторами резонансно-флуоресцентного механизма их считать нельзя, так как в то время квантовая механика только зарождалась и само понятие резонансных линий возникло много позже.

Занстра впервые пишет о резонансной флуоресценции, однако работу Занстра (1928) можно рассматривать только как предложение идеи резонансной флуоресценции, а не ее доказательство. То, что в кометах действительно имеет место резонансная флуоресценция молекул, т.е. возбуждение из основного квантового состояния, показали Вурм и Мекке (1934) и Вурм (1934).

В тридцатые–пятидесятые годы были отождествлены и исследованы основные компоненты кометных атмосфер, позже найдены сероуглерод и сера. Выяснилось, что кометные атмосферы состоят из химически нестабильных в твердой фазе радикалов. Так возникла ключевая идея в физике

комет, имеющая непосредственное отношение к их ядрам, — идея родительских молекул, принадлежащая также Вурму (1934, 1943). К настоящему времени проблему родительских молекул полностью решить не удалось, однако радионаблюдения обнаружили по крайней мере две молекулы, которые могут претендовать на роль родительских: метилциан и синильную кислоту. Таким образом, кометная спектроскопия предписывает модели ядра определенный химический состав.

В 1819 г. Араго обнаружил, что излучение кометы поляризовано. С тех пор многие кометы специально подвергались поляризационным исследованиям.

Поляризация излучения комет иногда достигала 20%. Киселев и Чернова (1981) обнаружили отрицательную поляризацию при малых фазовых углах. Поляриметрия указывает на запыленность кометных атмосфер и дает некоторую информацию о самих пылинках.

Кроме фотометрии, динамики, спектроскопии и поляриметрии комет, построение модели ядра должно опираться на данные анализа изображений комет. С помощью анализа изображений задолго до интерпретации поляриметрических наблюдений комет было установлено, что в кометах, а следовательно, и в их ядрах присутствует пыль. Было доказано, что кометное ядро неоднородно как источник вещества, так как по крайней мере часть вещества кометной атмосферы поступает туда в виде фонтанных струйчатых образований. Было показано также, что ядро — нестационарный источник вещества, а следовательно, неоднородно по глубине.

Поскольку хвосты комет всегда направлены от Солнца, Кеплер в 1608 г. выдвинул гипотезу, что хвост состоит из частичек головы кометы, на которые действуют отталкивающие солнечные лучи.

В 1811 г. Ольберс на основании зарисованной кривизны хвоста кометы 1811 г. приходит к выводу о существовании отталкивательной силы и приписывает этой силе электрическую природу. Первые количественные прикидки теоретической формы хвоста принадлежат Брандесу и выполнены в 1826 г. на основе наблюдений той же самой кометы 1811 г. Брандес первым догадался, что отталкивательное ускорение обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния.

Первая механическая теория кометных форм создана Бесселем (1836) для интерпретации наблюдений кометы Галлея в 1835 г. Эта теория была исправлена и усовершенствована Бредихиным (1862), а до него Нортоном (1861). Собственно говоря, работу Нортона нельзя назвать усовершенствованием теории Бесселя, так как, заподозрив у Бесселя погрешности, Нортон не стал ее искать, а построил собственную точную теорию гиперболического движения частиц в хвосте кометы. Теория оказалась сложной для вычислительных средств того времени и не стала популярной. Бредихин устранил погрешности в разложениях Бесселя, после чего эти формулы стали широко применяться в практике анализа изображений искривленных хвостов II типа по Бредихину.

В 1873 г. был опубликован трактат Максвелла (1954) об электричестве и магнетизме, где было показано, что свет имеет электромагнитную природу и что электромагнитное поле оказывает давление на препятствия. Зная о работах Бредихина по теории хвостов комет, Лебедев приступает к серии экспериментов для доказательства существования светового дав-

ления на твердые тела и газы. Лебедев (1900) завершает первую серию экспериментов, в которых доказывает существование светового давления на твердые тела.

Далее Лебедев (1908, 1910) доказывает существование светового давления на газы. Еще раньше Лебедев (1903) писал, что свечение кометы обусловлено флуоресценцией сильно освещенного газа, однако кроме флуоресценции (разрядка наша. — Л.Ш.) возможно также и резонансное излучение. Таким образом, за девять лет до публикации статьи Шварцшильда и Крона (1911) Лебедев уже произнес оба слова: резонанс и флуоресценция. Однако контекст показывает, что Лебедев вкладывая в эти слова смысл, довольно далекий от современного, поэтому ни его, ни Шварцшильда с Кроном авторами резонансно-флуоресцентного механизма считать нельзя.

После работ Лебедева механическая теория кометных форм утвердилась как физическая теория. В 1907 г. Бальде и некоторые другие наблюдатели описали вид спектра хвоста кометы Даниеля 1907 IV, обнаружив в нем три характерные дублетные полосы, названные полосами кометных хвостов. Фаулер (1910а, б) воспроизвел этот спектр в лаборатории и убедился, что только разряд в разреженной окиси углерода CO и углекислом газе CO₂ дает систему полос кометных хвостов, которую приписывали углероду.

Эксперименты Фаулера однозначно доказывали, что светится в хвостах комет именно ион CO⁺. Попутно Фаулер доказал, что другие, более слабые полосы кометных хвостов возбуждаются, когда в газоразрядной трубке присутствует молекулярный азот. Мы знаем сейчас, что это полосы N₂⁺.

Таким образом, сейчас известно, что хвосты I типа — плазменные, состоящие из ионов CO⁺ и N₂⁺ и электронов, а хвосты II типа — пылевые. Две теоретические работы, сыграли важную роль в развитии физики комет. Дебай (1908, 1909) рассмотрел давление света на диэлектрические шарообразные пылинки, а Ми (1908) нашел общее решение задачи о взаимодействии света со сферическими однородными пылинками с произвольным показателем преломления.

По-видимому, многим астрофизикам было ясно, что пылевой хвост кометы — своеобразный масс-спектрометр, демонстрирующий распределение пылинок по величине отталкивательного ускорения. Изображения всех комет качественно свидетельствуют, что в кометах преобладают мелкие пылинки, образующие резкий край хвоста, обращенный в сторону орбитального движения кометы. Край, обращенный в противоположную сторону, всегда размыт и менее ярк. Отсюда качественно ясен характер распределения пылинок по размерам. Попытку количественного извлечения этой информации предприняли Финсон и Пробстейн (1968), а затем Секанина (1976б).

Хвосты III типа по Бредихину стали считать пылевыми концевыми синхронами, т.е. нестационарными выбросами крупных частиц. То же относится к аномальным хвостам, существование которых объясняют выбросом настолько крупных пылевых частиц, что они притягиваются к Солнцу. Существование у некоторых комет синхрон в пылевых хвостах может интерпретироваться по Долгинову (1972) как испарение с вращающегося неоднородного ядра с сосредоточенным на поверхности источником

пылинок. Другие пекулярные особенности — фонтанные излияния и струи, галосы и оболочки — также свидетельствуют о неоднородности и нестационарности ядра в роли источника вещества. При этом кроме медленно нестационарных явлений, которые можно было бы приписать испарению неоднородного по глубине ядра, наблюдаются также быстрые явления, носящие взрывной характер. Панорамная поляриметрия комет позволила (Кларк (1971), Ошеров (1976)) сделать вывод об ориентированности кометных пылинки, а следовательно, об их несферичности.

Важный источник данных для построения ядра — эксперименты по получению изображения кометы в излучении Лайман-альфа линии атомарного водорода. L_{α} -излучение впервые обнаружили Код и др. (1970, 1972) с помощью спутника "ОАО-2" у кометы Таго—Сато—Косака 1969 IX. Первое L_{α} -изображение этой кометы было получено 25 января 1970 г. Дженкинсом и Вингертом (1972). Затем еще несколько комет наблюдали в ультрафиолете Каррузерс и др. (1974), Фесту и др. (1979), Фельдман и др. (1980). Главный результат работ по ультрафиолетовым изображениям — доказательство обилия воды в ядрах комет. Хотя Келлер (1976) и Келлер и Лилли (1976) привели доводы в пользу того, что вода — не единственный источник водорода в атмосферах комет, по-видимому, можно согласиться с оценкой удельной газопродуктивности кометного ядра, полученной на основе анализа ультрафиолетовых изображений и составляющей $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при $r_{\text{к}} = 1 \text{ а.е.}$

Последний элемент эмпирического базиса теории ядер комет — связь комет с метеорным веществом и астероидами. Связь комет с метеорными потоками была впервые установлена Скиапарелли и изложена в его четырех письмах к Секки. Краткое изложение содержания писем можно найти у Невской (1964).

Скиапарелли определил скорость метеорных тел, показав, что она близка к параболической, как у комет, и установил, что облако метеорных тел под действием приливных сил растягивается вдоль орбиты. Наиболее важный результат Скиапарелли — доказательство тождества элементов орбиты метеорного потока Персеид и кометы 1862 II. Вслед за этим было установлено родство потока Леонид с кометой Темпеля—Туттля 1866 I. Более подробный список комет, связь которых с метеорными потоками установлена не столь надежно, можно найти у Всехсвятского (1953, 1967б).

Из связи комет с метеорными потоками, в частности, следует, что в ядрах комет присутствуют наряду с очень мелкими пылинками частицы крупных размеров, для которых сила лучевого давления не может существенно изменить приблизительно кеплеровский характер движения в Солнечной системе. Кроме того, мы получаем возможность воспользоваться данными метеорной астрономии для определения гранулометрического состава кометных пылинок.

Однако установление связи комет с метеорным веществом сыграло в истории исследования комет и отрицательную роль, убедив целый ряд астрономов в тождестве комет с метеорными роями. Наиболее всесторонне разработал такую модель ядра кометы Б.А. Воронцов-Вельяминов.

Если связь комет с метеорными телами твердо установлена и хорошо понятна, то это нельзя отнести к другой представительной группе малых тел Солнечной системы — астероидам. В разное время разные исследова-

тели высказывали мысль о возможном превращении кометы в астероид после потери всех летучих веществ.

Связь между кометами и астероидами подкреплялась прямыми свидетельствами наблюдателей, которые сообщали об активности, т.е. незначительном газовыделении отдельных астероидов (см. Орлов (1935)). Первую количественную модель превращения ледяного ядра кометы в астероид дал Шульман (1972а).

Совсем с другой стороны подошел к проблеме Кресак (1979, 1980). Он показал, что на диаграмме, где каждая комета или астероид изображаются точкой в координатах (a, e) , малые тела распадаются на две четко разграниченные группы. Между кометами и астероидами проходит четкая сепаратриса (рис. 1). На различие орбит комет и астероидов ранее обращал внимание Всехсвятский (1967б). Отмечены отдельные случаи аномального характера: например, Гидальго движется по типично кометной орбите, недавно открытый Ковалем и др. (1979) астероид Хирон обладает экстремально большим значением полуоси орбиты. С другой стороны, кометы Энке и Отерма движутся по орбитам, более характерным для астероидов, чем для комет.

Неоднократно высказывались также мысли о возможности обратного процесса — образования комет из астероидов, если астероиды содержат летучие вещества под минеральной корой. В качестве механизма пролома коры Дробышевский (1978) привлекал удар метеорита, а Давыдов (1981) — приливное воздействие планет.

В уже цитированной работе Кресак специально рассматривает проблему возможности превращения кометы в астероид, делая особенный упор на превращении астероидной орбиты в кометную. Четкое различие астероидных и кометных орбит, несмотря на отдельные исключения, по мнению Кресака — решительный довод против того, что кометы превращаются в астероиды.

Результатом теперь все требования, которые предъявляет к модели кометного ядра совокупность наблюдательного материала.

1. Газопродуктивность ядра должна обеспечить поток вещества на уровне $10^{28} - 10^{30} \text{ c}^{-1}$ со всей поверхности при гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е.

2. Закон газовыделения должен обеспечивать наблюдаемый ход интегральной яркости кометы и вариации фотометрических параметров как от кометы к комете, так и со временем.

3. Модель ядра должна обеспечить наблюдаемый состав кометных атмосфер и вариации этого состава от кометы к комете.

4. Ядро кометы должно обеспечивать при наличии благоприятных условий появление всех регулярных кометных форм: протяженной водородной атмосферы, нейтральной комы, пылевых и плазменных хвостов, редкое появление хвостов других типов.

5. В рамках модели должны находить свое объяснение пекулярные явления в кометах: вспышки, галосы, расширяющиеся и захлопывающиеся оболочки, развалы ядер на отдельные фрагменты, исчезновение кометы после прохождения перигелия (редкий, но наблюдавшийся факт) и т.п.

6. Модель ядра должна объяснить парадоксальную ситуацию с корреляцией кометной активности с солнечной, когда одни кометы реагируют на проявление солнечной активности, а другие — нет.

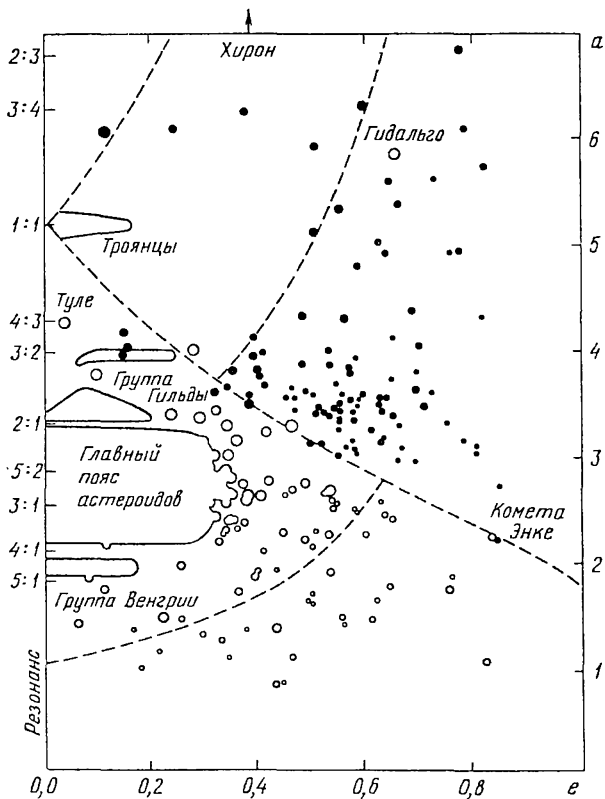


Рис. 1. Распределение орбит комет и астероидов на плоскости эксцентриситет – большая полуось орбиты по Л. Кресаку

7. Требуется объяснить существование атмосфер и активность комет на больших гелиоцентрических расстояниях.

8. Модель должна объяснять наблюдаемую картину поляризации излучения комет, в том числе такие важные детали этой картины как явление отрицательной поляризации при малых фазовых углах, эффект оппозиции и "пылевой" характер излучения кометы на больших гелиоцентрических расстояниях.

9. Модель должна объяснять связь комет с метеорными потоками и согласовываться при этом с данными метеорной астрономии.

10. "Отрицательная" связь комет с астероидами, обнаруженная Кресаком, должна естественно вписываться в модель.

11. Модель должна правильно предсказывать негравитационные возмущения в движении кометы.

12. Модель кометного ядра должна вписываться в кометную космогонию и космогонию Солнечной системы, согласуя эволюцию ансамбля комет с эволюцией других тел.

Современные данные не позволяют еще идеально удовлетворить всем этим требованиям, однако физика кометных ядер существенно продвину-

лась вперед со времени первых моделей и еще больше продвинута космическими миссиями к комете Галлея.

В конце 40-х годов нашего века накопилась критическая масса знаний о кометах, достаточная для построения модели кометного ядра. С небольшим интервалом времени три астрофизика: Б.А. Воронцов-Вельяминов (1945, 1946а, б), Б.Ю. Левин (1943а, б, 1948) и Ф. Уиппл (1950а, б, 1951, 1953) предложили научной общественности свои модели ядра кометы.

§ 1.2. Модель ядра кометы в виде облака частиц

Воронцов-Вельяминов, признавая метеоритную природу ядра кометы, формулирует основную задачу как выбор между вариантами: рой мелких метеорных частиц, скопление небольшого числа больших глыб или каменный монолит. Как важное обстоятельство отмечается диапазон абсолютных звездных величин комет, равный 15^m , т.е. диапазон светимостей комет $1:10^6$.

В те времена, как, впрочем, и сейчас, в литературе термин "ядро кометы" употреблялся в совершенно разных, не вполне четко определенных смыслах. Одни понимали под ядром светящееся сгущение в центре кометы, т.е. так называемое "фотометрическое ядро", размеры и сам факт существования которого зависят от применяемого инструмента. Другие наблюдатели пользовались термином "звездное ядро", обозначая им центральное сгущение, когда оно выражено довольно явно. Теоретики подразумевали под ядром некий точечный источник частиц.

Воронцов-Вельяминов во избежание путаницы предложил астрономам употреблять термин "ядро" с уточняющим эпитетом, например "звездное ядро" и т.п.

Воронцов-Вельяминов тщательно собрал, обработал и проанализировал доступный спектральный материал с целью определить размер области кометы, излучающей рассеянный солнечный свет, т.е. диаметр "спектрального ядра". Сопоставляя результат определения диаметра "спектрального ядра" Большой сентябрьской кометы 1882 II с результатами наблюдений ее прохождения по диску Солнца, он приходит к выводу, что твердое ядро этой кометы, если оно существует, много меньше сотен километров в диаметре. Отметив, что чем ближе к Земле наблюдалась комета, тем меньше ее "спектральное ядро", Воронцов-Вельяминов заключает, что спектры не дают представления о подлинном размере ядер. Воронцов-Вельяминов выводит соотношение между звездной величиной кометы (интегральной, приведенной к единичному геоцентрическому расстоянию, визуальной) и полным числом молекул C_2 в ее атмосфере,

$$m = -2,5 \lg \left[N \pi^2 f_{12} \frac{8 h \nu^3 e^2}{m_e c^3} (e^{h\nu/kT_\odot} - 1) \cdot 2,72 \cdot 10^4 \frac{V_\nu}{r_k^2} \right], \quad (1.9)$$

где m — звездная величина, N — полное число атомов C_2 , f_{12} — сила осциллятора для перехода из основного в ближайшее возбужденное состояние, ν — частота оптического перехода, r_k — гелиоцентрическое расстояние, e и m_e — заряд и масса электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света, T_\odot — температура излучения Солнца, V_ν — значение функции видности глаза. Дилуция солнечного излучения и переход к люксам ($0^m = \text{эквива-}$

лент $2 \cdot 10^6$ лк) учтены в численном коэффициенте. Не зная значения силы осциллятора для полос Свана, Воронцов-Вельяминов полагает $f_{12} = 1$, т.е., как мы знаем теперь, более, чем на два порядка недооценивает газопроизводительность ядра кометы. По-видимому, вследствие недостатка информации во время второй мировой войны Воронцову-Вельяминову не была известна работа Вурма (1943), в которой также было выведено соотношение типа (1.9). По Вурму

$$N = 2,2 \cdot 10^{22-0,4(m+14,18)} \cdot \frac{M m_e}{e^2 f_{12} \rho_\nu}, \quad (1.10)$$

где ρ_ν — плотность солнечного излучения в частоте перехода, M — механический эквивалент света. Вурм пользовался значением $M = 1,44 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{лм}^{-1}$, в то время как в (1.9) использовано другое, но близкое значение $M = 1,61 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{лм}^{-1}$.

Подставив в (1.10) планковское распределение для ρ_ν и редуцированную звезду величину для кометы Галлея 1910 II $m = 3,6$, а также значение силы осциллятора $f_{12} = 0,02$, что значительно ближе к истине, Вурм получил оценку полного числа молекул C_2 в атмосфере кометы Галлея $N = 1,5 \cdot 10^{32}$. Затем, приняв значение диаметра головы $D_r = 10^4$ км, Вурм получил оценку плотности

$$n \approx N/D_r^3 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}. \quad (1.11)$$

Эта оценка сыграла большую отрицательную роль в истории физики комет. Она многократно цитировалась как плотность кометной атмосферы у ядра. На самом деле плотность частиц падает обратно пропорционально квадрату расстояния до ядра, поэтому вместо (1.11) следует написать

$$n \approx N/(D_r^2 D_j) \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad (1.12)$$

где D_j — диаметр ядра кометы. Оценка в (1.12) получена при $D_j = 1$ км. Причина, по которой для оценки характерной плотности пользовались соотношением (1.11) вместо более правильного (1.12), состоит в том, что кометы считались квазиоднородными объектами. В цитируемой статье Воронцов-Вельяминов (1946а, б) замечает: "... распределение плотности вокруг ядра неизвестно, и мы можем вычислить лишь ее среднюю величину".

Пройдет время и Воронцов-Вельяминов (1954), а затем Коноплева (1959, 1961, 1962, 1966) установят, что плотность в атмосферах комет в картинной плоскости изменяется по закону

$$N(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(s) ds \propto R^{-1}, \quad (1.13)$$

где N — поверхностная, n — объемная плотность молекул, s — координата вдоль луча зрения, R — расстояние от центра ядра. Коноплева (1959) впервые показала, что соответствующий ход объемной плотности имеет вид

$$n \sim R^{-2}. \quad (1.14)$$

Мохнач (1938, 1956, 1958а, б, в, 1964, 1966а, б, 1967, 1968) вывел такой закон падения плотности теоретически. Отсутствие работ по поверхностной фотометрии комет в 40-е годы явилось причиной того, что почти все иссле-

дователи считают кометную атмосферу чем-то вроде туманности, средняя плотность которой мало отличается от максимальной. Крутой ход поверхностной плотности в атмосфере кометы Энке обнаружил Всехсвятский (1938).

Таким образом, отсутствие теории строения кометной атмосферы привело к сильному занижению ее характерной плотности и газопроизводительности ядра, а работа над моделью ядра кометы была пущена по ложному пути.

Принимая теплоту десорбции $L = 8500$ кал/моль и оценивая скорость десорбции по формуле Ленгмюра

$$Z = n_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-L/RT}, \quad (1.15)$$

Воронцов-Вельяминов находит для кометы Галлея требуемую поверхность десорбции $S = 6 \cdot 10^{15}$ см². В выражении (1.15) Z – поток десорбируемых молекул с единицы поверхности, n_0 – объемная плотность сорбата в сорбенте,

$$T = 350/\sqrt{r_{\text{к}}} \quad (1.16)$$

– равновесная чернотельная температура частицы на расстоянии $r_{\text{к}}$ а.е. от Солнца. Для согласования полученного объема с оценкой поверхности десорбции потребовалось приписать радиусу ядра значение 25 км и считать его состоящим из отдельных фрагментов с размерами ~ 150 м, так чтобы десорбирующая поверхность была в 200 раз больше отражающей.

Большим достоинством своей модели Воронцов-Вельяминов считает относительную компактность ядра, надеясь, что это предотвращает его неустойчивость, указанную Дубяго (1942). Модель ядра-роя, предложенная Воронцовым-Вельяминовым, – это модель роя крупных каменных тел.

§ 1.3. Модель каменистого монолита

Исторически данная модель была первой физической моделью ядра. Разрабатывая ее, Левин (1943а, б) сделал попытку интерпретации орбитального хода блеска кометы на основе представления о десорбции газов из монолитного каменного ядра.

Теоретическую основу работы Левина составляла изотерма адсорбции (1.15). Левину было хорошо известно, что десорбция – крайне неэффективный механизм газовой выделенности, поэтому пришлось приписать веществу кометного ядра пористую структуру, поверхность сорбции при которой на много порядков больше, чем в случае плотных минералов. Однако в действительности пористость способна увеличить емкость сорбента, но не может увеличить скорость десорбции, так как высвобождение молекулы сорбата в глубине поры с большой вероятностью приводит к реадсорбции ее в другом участке стенки поры.

Левин (1966) предпринял попытку согласовать предложенную им фотометрическую формулу с эмпирическим значением фотометрического показателя, рассматривая его как локальную производную вида

$$n = 0,4 \frac{dm_1}{d \lg r_{\text{к}}}, \quad (1.17)$$

где m_1 — редуцированная к единичному геоцентрическому расстоянию звездная величина кометы. Результат сопоставления показан на рис. 2. Подробную трактовку фотометрического показателя использовали многие другие авторы: Секанина (1963), Ваньсек и Гржебик (1954). Примечательно, что все они — теоретики. С другой стороны, наблюдатели и обработчики фотометрических данных определяли единый показатель для всего диапазона гелиоцентрических расстояний, в котором наблюдалась комета.

Достоинства каменной десорбционной модели по Левину суть следующие. Она объясняет вековое ослабление блеска комет постепенным истощением поверхностного слоя. При этом "новые" кометы должны обладать

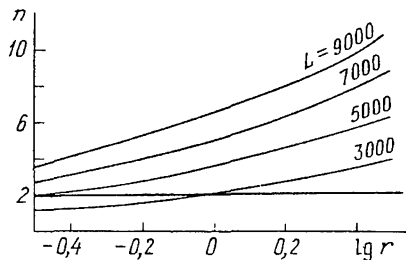


Рис. 2. Зависимость фотометрического показателя от гелиоцентрического расстояния для веществ с различной теплопроводностью L по Б.Ю. Левину

меньшими фотометрическими показателями, так как газовые молекулы высвобождаются из состояний с меньшей энергией связи. Каменная модель объясняла перигелийную асимметрию блеска (только послеперигелийное ослабление) временным истощением поверхностного слоя в процессе интенсивной десорбции при прохождении через перигелий.

Твердым сторонником каменной модели ядра кометы был основатель советской школы исследователей комет С.В. Орлов. Орлов (1958) исходил из представления, что ядра комет образуются при столкновениях астероидов и отличаются от последних меньшими размерами и еще неистощившимся запасом газов в поверхностном слое. Орлов приводит в доказательство своей точки зрения свидетельства наблюдателей, видевших туманные оболочки у астероидов Эльзы (№ 182), Оксаны (№ 625, Ксения или № 224, Океана?) и др.

Орлов считал, что выделение газов и пыли из кометных ядер происходит под действием метеоритной бомбардировки, космических лучей, корпускулярных солнечных потоков и солнечной радиации. Орлов был противником теории ядра-роя. Против оценки диаметра ядра кометы Галлея, сделанной Воронцовым-Вельяминовым (60 км), он выдвинул серьезное возражение, основанное на наблюдении Эггинитисом прохождения ядра кометы Галлея по диску Солнца с угловым разрешением $0,2 - 0,3''$. Из этих наблюдений следовал верхний предел диаметра ядра, равный 20 — 30 км. Решающим доводом против модели роя Орлов считал результаты наблюдений Бальде, пытавшегося определить размеры ядер комет, приближавшихся к Земле (Понса-Виннеке 1927 VII и Швассмана-Вахмана 1930 VI) на сравнительно малое расстояние. Бальде получил из фотометрических соображений оценку 0,4 км. Как замечает Орлов, эта оценка — верхний предел, так как трудно выделить из всего излучения кометы свет, отраженный ядром.

Столь же решительно Орлов (1958) возражал против ледяной модели ядра. Орлов приводит следующие доводы против ледяной и, следовательно, в пользу каменистой модели ядра кометы:

1. Большие начальные скорости вылета пылинок из ядра, превышающие типичные значения тепловой скорости газовых молекул. Мы знаем сейчас, что это объясняется газодинамическим ускорением пыли в околоядерной области.

2. Факт существования комет с развитыми пылевыми хвостами, но без признаков газовых эмиссий в спектре (например, комета 1901 I). Мы знаем теперь, что самый обильный газ в атмосферах комет – водород, который не виден на земных спектрограммах.

3. Трудности найти космогонический механизм, порождающий ледяные ядра. Мы знаем теперь, что эти ядра превосходно вписываются даже в несколько космогонических схем.

4. Прохождение шести больших комет, в том числе кометы 1882 II через атмосферу Солнца без их полного разрушения. По оценке Орлова их ядра должны были нагреваться до 4000 К и на их поверхностях должны были кипеть железо, никель и другие металлы, линии которых наблюдались в спектрах этих комет. Мы знаем сейчас, что ледяные ядра криостатированы в сублимацией, поэтому оценка температуры по формуле для равновесия черного тела, приведенная Орловым, неверна. Линии металлов по современным представлениям обусловлены испарением пылинок, разложением легкоплавких соединений металлов, но не кипением поверхности ядер комет.

§ 1.4. Ледяная модель

Первоначальная формулировка ледяной модели дана в последовательных статьях Ф. Уиппла (1950а, б, 1951, 1953). В первой из них постулируется ядро как смерзшийся конгломерат льдов H_2O , NH_3 , CH_4 , CO_2 и C_2N_2 . Включив в список метан и аммиак, Уиппл был вынужден предположить, что все ядро находится при температуре 50 К. Как мы сейчас знаем, это значение сильно занижено, так как тепловое равновесие устанавливается не метаном или аммиаком, присутствие которых в больших количествах маловероятно, а льдом H_2O .

Уиппл постулирует также присутствие в ядре метеорного нелетучего вещества и указывает, что после отгонки летучей фракции метеорное вещество защитит недра ядра от прогрева. В первой же статье Уиппла показал, что его модель способна объяснить негравитационные эффекты в движении комет путем надлежащей комбинации сублимации и вращения ядра. Прекрасно зная связь комет с метеорными потоками, Уиппл воздерживается от оценки соотношения масс льда и метеорного вещества и даже скорее склонен признать ядро в виде ледяных вкраплений в метеорный конгломерат, чем ядро в виде глыбы льда с редкими вкраплениями пылинок. С гетерогенностью льда Уиппл связывает возможность взрывных явлений на ядрах комет (тепловой взрыв путем испарения вкрапления льда вещества с очень высоким давлением пара), а также дополнительного прогрева льда по схеме: Солнце нагревает неустойчиво лежащий на поверхности метеороид, который затем проваливается в глубь ядра, в рыхлый пористый лед. Эта идея Уиппла до сих пор никем не разработана.

Уиппл предлагает еще ряд интересных идей. Он предсказывает превращение своего ядра в конце эволюционного пути в астероид и приводит пример астероида Гидальго, который движется по типично кометной орбите. Уиппл предсказал в рамках своей модели реактивную самораскрутку ядер комет. Теория этого явления совсем недавно разработана Добровольским (1980). Еще одна замечательная идея — необходимость лабораторного моделирования кометных явлений — также выдвинута Уипплом.

Большая часть статьи Уиппла (1950а) посвящена разработке теории теплопроводности пористого минерального слоя, образующегося после испарения приповерхностного запаса льда.

Большую роль в развитии теории кометных ядер сыграла формула Уиппла

$$K = 4\sigma_B(1 - A_M)T^3l, \quad (1.18)$$

где A_M — альbedo метеорного вещества, K — коэффициент теплопроводности, σ_B — константа Стефана—Больцмана, T — температура в данной точке, l — "толщина слоя" по Уипплу, которую мы теперь понимаем как свободный пробег фотона.

Уиппл впервые обнаружил, что с ростом угловой скорости вращения ядра максимум температуры, а следовательно, и направление преимущественного испарения газа смещаются в сторону вращения ядра на 45° по нуклеографической долготе.

Рассмотрев вероятное значение и диапазон изменения фотометрического показателя, Уиппл не смог вывести наблюдаемые значения из своей модели ядра. Из закона сохранения энергии следует $n = 2$, если время жизни наблюдаемого радикала $\tau \sim r_K^{+2}$. Уипплу с натяжкой удалось получить $n = 3$, предполагая, что размер головы кометы ограничен не исчезновением радикалов вследствие ионизации и диссоциации, а временем пребывания в голове. Уиппл полагает (правильно), что отталкивательное ускорение пропорционально r_K^{-2} , а время пребывания (неправильно) пропорционально r_K^{-1} . Отсюда получается $n = 3$, что грубо соответствует результатам Бобровникова (1943), получившего среднее значение $n = 3,3$. Уиппл приводит специальную аргументацию, чтобы отвергнуть среднее значение n по Всехсвятскому (1925), получившему $n = 4,12 \pm 0,24$. Заметим, что в данном случае различие средних никакого серьезного значения не имеет, так как параметр n изменяется от кометы к комете в широких пределах. Успехом модели можно было бы считать предсказание всего диапазона изменения n . Можно утверждать, что первоначальный исходный вариант ледяной модели совершенно не в состоянии предсказать основные фотометрические закономерности в ансамбле комет.

Далее Уиппл приступает к обсуждению негравитационных возмущений (векового ускорения) кометы Энке и здесь добивается успеха. Во второй статье (1950б) он успешно интерпретирует вековое ускорение комет Энке, Понса—Виннеке, Биелы, Д'Арре, Брукса, Вольфа I, Джакобини 1905 III.

Уиппл делает первую в истории попытку определения радиуса кометных ядер, используя связь между потерей массы ΔM и радиуса ΔR за один оборот:

$$\frac{\Delta M}{M} = 3 \frac{\Delta R}{R}. \quad (1.19)$$

Уменьшение радиуса за один оборот можно определить, считая что фиксированная доля попавшей на ядро солнечной радиации израсходована на испарение. Имеем

$$\Delta R = \frac{\alpha q T_{\text{эф}}}{4\rho_{\text{я}}L}, \quad (1.20)$$

где $T_{\text{эф}}$ — эффективное время инсоляции на расстоянии 1 а.е., q — солнечная постоянная, α — доля солнечной энергии, израсходованная на испарение, L — удельная теплота испарения, $\rho_{\text{я}}$ — средняя плотность ядра. Комбинируя (1.19 и 1.20), Уиппл получает оценку радиуса ядра

$$R = \frac{M}{\Delta M} \cdot \frac{3\alpha q T_{\text{эф}}}{\rho_{\text{я}}L}. \quad (1.21)$$

Для расчетов была принята следующая система параметров: $\rho_{\text{я}} = 1 \text{ г/см}^3$, $L = 450 \text{ кал/г}$ (примерно теплота сублимации аммиака), $q = 0,032 \text{ кал/(см}^2 \cdot \text{с)}$,

$$T_{\text{эф}} = 1,01 v_m p^{-1/2}, \quad (1.22)$$

где p — перигелийное расстояние кометы, v_m — максимальное значение истинной аномалии, при котором еще происходит нагрев ядра. Воспроизведем таблицу, рассчитанную Уипплом по этому методу (табл. 1.1).

Приведенные значения Уиппл считает верхними оценками радиусов. Уиппл не обратил внимания на странную аномалию в поведении комет Энке и Брукса — их радиусы с течением времени увеличивались. Так как физически это невозможно, то напрашивался вывод, что уменьшается эффективное время облучения или, что эквивалентно, активная поверхность ядра.

Соответствующая поправка в модель была внесена в 1970 г. в работах Шульмана (1972а, б, 1982а — ж).

Уиппл считает, что кометы образовались путем конденсации в газопылевом облаке, в предположении солнечного относительного обилия элементов в ядрах комет, за исключением водорода и гелия. Содержание метеоритного вещества в ядрах Уиппл оценивает в одну треть. Из трех остальных веществ — воды, метана и аммиака — Уиппл считает наиболее обиль-

Таблица 1.1

Радиусы кометных ядер по Ф. Уипплу (1950а)

Комета	$\Delta M/M$	$T_{\text{эф}} \cdot 10^{-7}, \text{ с}$	$R, \text{ км}$
Энке до 1865 г.	0,0048	3,5	4,0
Энке после 1865 г.	0,0020	3,5	9,2
Понса-Виннеке	0,0001	1,4	82,0
Белого	0,0047	1,5	1,7
Д'Арре	0,0052	1,4	1,4
Брукса до 1922 г.	0,0044	1,0	1,2
Брукса после 1922 г.	0,0044	1,0	1,8
Вольфа I	0,0002	0,8	19,0
Джакобини 1905 III	0,04	1,3	0,2

ным воду. Он сразу же замечает главную трудность предположения о химическом составе кометных льдов: слишком высокое давление паров метана. Единственную возможность сконденсировать метан он видит в предположении, что кометные ядра росли в недрах заэкранированных пылью облаков H_I, где температура составляла всего 30–50 К.

Уиппл построил первую теорию ускорения твердых частиц газом кометной атмосферы, которую затем совершенствовали Вайгерт (1959), Маркович (1963), Бруннер и Михель (1968), Шульман (1969, 1972а), Пробстейн (1969), Мацура (1975), Гельмих и Келлер (1981), Уоллис (1982а). Это направление далеко не завершено и требуются дальнейшие разработки.

Еще Уиппл заметил, что в условиях, благоприятных для конденсации водяного пара, трудно сконденсировать метан, аммиак и углекислый газ. Если же понижать температуру до уровня, необходимого для конденсации метана, то в первую очередь перейдет в твердую фазу вода, затем углекислота, затем метан и наконец моноокись углерода. Кометное ядро при этом приобрело бы слоистую структуру, совершенно не соответствующую наблюдаемой картине в спектрах комет.

Попытку устранить эту трудность предприняли Свингс и Дельзем (1952). Идея Дельзема и Свингса заключается в том, что в кометное ядро конденсируются не порознь метан, аммиак и двуокись углерода, а их гидраты (см. критику в гл. 3).

Список потенциальных родительских молекул расширяли Поттер и Дель Дьюка (1964), Стиф (1972), Стиф и де Карло (1965а, б), Шульман (1972а, б), Каймаков (1974), Чередниченко (1958, 1959, 1964, 1966а,б, 1974), Каймаков и Матвеев (1979), Добровольский, Каймаков и Матвеев (1977).

Появление ледяной модели Уиппла вызвало к жизни поток работ по лабораторному моделированию явлений в кометных ядрах. В работах Каймакова и Шаркова (1967а, б, 1968, 1969, 1971а, б, 1972) была экспериментально изучена сублимация различных растворов и выброс из растворов пылевых частиц.

Большое развитие получили также работы по исследованию теплового режима кометных ядер, которые будут рассмотрены ниже.

КРИТИКА НЕМОНОЛИТНЫХ И КАМЕНИСТЫХ МОДЕЛЕЙ

§ 2.1. Динамическая неустойчивость ядра кометы
в виде роя частиц

Первый контраргумент против модели ядра-роя следует приписать Скиапарелли, показавшему, что условие равновесия двух частиц в поле приливной силы имеет вид

$$\frac{2M_{\odot}}{r^3} = \frac{m}{d^3}, \quad (2.1)$$

где M_{\odot} — масса Солнца, m — масса каждой из частиц (Скиапарелли считал их равными), r — гелиоцентрическое расстояние центра масс, d — расстояние между частицами. Скиапарелли считал, что нарушение условия равновесия (2.1) приводит к образованию метеорных потоков.

Дубяго (1942, 1948, 1950) рассмотрел облако каменных глыб размером 9000 км и показал, что из-за столкновений в таком облаке будут происходить дробление тел и диссипация энергии. При средней плотности $5 \cdot 10^{-9}$ г/см³, перигелийном расстоянии 2,4 а.е., периоде обращения 5,2 года время полураспада облака составит около 100 лет.

Эти выводы были известны Воронцову-Вельяминову, однако, сославшись на результат Дубяго (1942), Воронцов-Вельяминов (1946а, б) тут же его опровергает на том основании, что его модель более компактна. Несмотря на критику, модель ядра-роя приобрела сторонников среди очень известных специалистов по кометам: Рихтера (1963), Альвена и Аррениуса (1979), Литтлтона. Литтлтон (1972, 1977, 1979) отстаивает эту модель до самого последнего времени, так как ядро-рой вписывается в космогонию комет, предложенную им же (1948, 1952, 1953а, 1953б, 1970, 1975). Литтлтоновской космогонии комет посвящены также работы Радзиевского, Томанова (1970, 1973) и Томанова (1973а, б, 1975, 1976а, б).

Идея Литтлтона состоит в следующем. Солнце движется сквозь межзвездное пылевое облако со скоростью 19,5 км/с. Встречные частицы (в системе отсчета, связанной с Солнцем) огибают Солнце по гиперболам, пересекающимся в области антиапекса. Столкнувшись в этой области, частицы сливаются в одну, захваченную на финитную траекторию. Совокупность одновременно захваченных частиц и есть ядро кометы.

Критика этой идеи дана Шульманом (1978, 1980, 1981а). Показано, что образование роя частиц невозможно, так как любое вещество практически мгновенно (за десятки микросекунд) испарится.

Рассмотрим теперь модель ядра-роя по существу. Выясним, может ли рой совершать орбитальное движение как единое целое. Для этого сила самогравитации должна превышать приливную силу и (второе условие)

плотность облака должна быть достаточно малой, чтобы в нем практически не происходили соударения частиц (условие, которое проверял Дубяго).

Нетрудно показать, что относительная скорость сталкивающихся частиц невелика: поэтому наиболее вероятный исход удара — слипание частиц. Покажем (Шульман, 1981а), что требования сильной самогравитации и отсутствия столкновений взаимно противоречивы.

Пусть \vec{r} — гелиоцентрический вектор положения центра масс роя, \vec{R} — вектор, направленный из центра масс роя в центр масс какой-либо частицы, тогда уравнение

$$\frac{d^2(\vec{r} + \vec{R})}{dt^2} = - \frac{GM_{\odot}(\vec{r} + \vec{R})}{|\vec{r} + \vec{R}|^3} - \frac{GM(R)\vec{R}}{R^3} \quad (2.2)$$

описывает движение этой частицы под действием двух сил: силы притяжения к Солнцу и силы притяжения к центру облака. В уравнении (2.2)

$$M(R) = 4\pi \int_0^R \rho(R) R^2 dR \quad (2.3)$$

— эффективная притягивающая масса, записанная в приближении сферически симметричного облака с центрально-симметричным распределением плотности $\rho(R)$.

Если в уравнении (2.2) положить $\vec{R} = 0$, то получим уравнение движения центра масс роя вокруг Солнца (уравнение орбитального движения кометы), вычитая которое из уравнения (2.2) почленно, получаем уравнение относительного движения частицы в облаке. Приведем это уравнение, сразу в виде, линеаризованном по малому параметру R/r . Имеем

$$\frac{d^2\vec{R}}{dt^2} = - \frac{GM(R)\vec{R}}{R^3} + \frac{GM_{\odot}}{r^3} \left[\frac{3\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{R})}{r^2} - \vec{R} \right]. \quad (2.4)$$

В это уравнение, как и в уравнение (2.2), не включена сила светового давления, так как само существование ядра-роя требует, чтобы сила светового давления и связанные эффекты (наиболее важен эффект Пойнтинга—Робертсона) были пренебрежимо малы. Для этого радиусы частиц a должны удовлетворять неравенству

$$a \gg \frac{3\pi R_{\odot}^2 \sigma_B T_{\odot}^4}{4\rho_{\pi} GM_{\odot} c} \sim 10^{-3} \text{ см}, \quad (2.5)$$

где R_{\odot} и T_{\odot} — соответственно радиус и эффективная температура Солнца, $\rho_{\pi} \approx 2 \text{ г/см}^3$ — плотность вещества пылинки, σ_B — постоянная Стефана—Больцмана.

Самогравитация доминирует над приливной силой, если

$$M_{\kappa} \gg M_{\odot} (R_{\kappa}/r)^3. \quad (2.6)$$

Выясним, можно ли пренебречь ролью столкновений, т.е. возможно ли выполнение неравенства

$$\lambda_{\pi} \gg R_{\kappa}, \quad (2.7)$$

где λ_{π} — свободный пробег частицы роя до столкновения, а R_{κ} — радиус

роя. Элементарная оценка длины свободного пробега

$$\lambda_{\pi} = (\pi \langle a^2 \rangle N_{\pi})^{-1}, \quad (2.8)$$

где число пылинок в единице объема

$$N_{\pi} = M_{\kappa} / \left(\frac{16}{9} \pi^2 R_{\kappa}^3 \langle a^3 \rangle \rho_{\pi} \right). \quad (2.9)$$

Здесь, как и в (2.5), M_{κ} — масса кометы, $\langle a^2 \rangle$ и $\langle a^3 \rangle$ — средний квадрат и средний куб радиуса частицы. Из (2.7)–(2.9) следует ограничение массы роя

$$M_{\kappa} \ll \frac{16}{9} \pi R_{\kappa}^2 \langle a^3 \rangle \rho_{\pi} / \langle a^2 \rangle. \quad (2.10)$$

Знаки неравенств (2.6) и (2.10) противоположны, следовательно,

$$R_{\kappa} \ll \frac{16\pi \langle a \rangle \rho_{\pi}}{9M_{\odot}} q^3, \quad (2.11)$$

где вместо гелиоцентрического расстояния роя r подставлено его перигелийное расстояние q , так как максимальное значение приливной силы достигается именно в перигелии. Кроме неравенства (2.11) следует учитывать очевидное неравенство

$$\langle a^3 \rangle / \langle a^2 \rangle \ll R_{\kappa}, \quad (2.12)$$

означающее, что рой есть рой, а не кратное ядро, состоящее из двух-трех фрагментов. Неравенство (2.11) получено путем объединения двух сильных неравенств, т.е. левая часть неравенства (2.11) должна быть по меньшей мере на два порядка меньше правой, чтобы можно было обеспечить два отношения "значительно больше" в (2.6) и (2.10). Подставив в (2.11) $\rho_{\pi} = 2 \text{ г/см}^3$ и учитывая эти два порядка, можно написать

$$R_{\kappa} < 6 \langle a \rangle q^3, \quad (2.13)$$

где радиус ядра выражен в километрах, средний размер частицы в сантиметрах, а перигелийное расстояние в астрономических единицах.

Тестировать неравенство (2.13) нужно на наихудшем примере — кометах группы Крейтца и др. с ультрамалыми перигелийными расстояниями. Неравенство (2.13) не выполняется при $q \approx 0,01 \text{ а.е.}$, поэтому ядро-рой не может состоять даже из стометровых глыб по Воронцову-Вельяминову, не говоря уже о метеорных частицах миллиметрового и субмиллиметрового размера.

Поскольку короткоперигелийные кометы во всем прочем похожи на остальные, нет никакого повода приписывать им особое строение ядер, поэтому модель ядра-роя гравитационно связанных частиц должна быть отвергнута.

Возможен также вариант модели ядра из гравитационно несвязанных частиц, независимо совершающих орбитальное движение вокруг Солнца. В этом случае легко выполняется условие отсутствия столкновений (2.10), но рой неизбежно рассосется по всей орбите.

Для доказательства перепишем уравнение (2.4) в кометоцентрических координатах по С.В. Орлову (1935). Ось ξ направим по радиусу-вектору

кометы, η – в плоскости орбиты в сторону, противоположную орбитальному движению кометы, ось ζ – в южный полюс орбиты, т.е. тот, из которого движение кометы представляется происходящим по часовой стрелке. Обозначим через \vec{e}_ξ , \vec{e}_η и \vec{e}_ζ единичные векторы координатных осей. Кометоцентрическая система координат вращается с угловой скоростью

$$\vec{\Omega} = -\vec{e}_\zeta \frac{dv}{dt}, \quad (2.14)$$

где v – истинная аномалия кометы.

Выберем в качестве независимой переменной истинную аномалию. При этом уравнения автоматически приводятся к безразмерной форме и принимают вид

$$\frac{d^2 \xi}{dv^2} - \frac{2e \sin v}{1 + e \cos v} \frac{d\xi}{dv} - (1 + 2e \cos v)\xi + 2 \frac{d\eta}{dv} - \frac{2e \sin v}{1 + e \cos v} = 0, \quad (2.15)$$

$$\frac{d^2 \eta}{dv^2} - \frac{2e \sin v}{1 + e \cos v} \frac{d\eta}{dv} + \eta e \cos v - 2 \frac{d\xi}{dv} + \frac{2e \sin v}{1 + e \cos v} = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{d^2 \zeta}{dv^2} - \frac{2e \sin v}{1 + e \cos v} \frac{d\zeta}{dv} + (1 + e \cos v)\zeta = 0. \quad (2.17)$$

Чтобы доказать неустойчивость роя, достаточно исследовать простейший случай круговой орбиты. При $e = 0$ система (2.15) – (2.17) интегрируется в элементарных функциях:

$$\xi = -\frac{2}{3}(\dot{\eta}_0 - 2\xi_0) + \frac{1}{3}(2\dot{\eta} - \xi_0) \cos(v\sqrt{3}) + \frac{1}{3}\xi_0 \sin(v\sqrt{3}), \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \eta = \eta_0 + \frac{2}{3}\dot{\xi}_0 - \frac{1}{3}(\dot{\eta}_0 - 2\xi_0)v - \frac{2}{3}\xi_0 \cos(v\sqrt{3}) + \\ + \frac{2}{3\sqrt{3}}(2\dot{\eta}_0 - \xi_0) \sin(v\sqrt{3}), \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\zeta = \xi_0 \cos v + \dot{\xi}_0 \sin v, \quad (2.20)$$

где ξ_0 , η_0 , ζ_0 , $\dot{\xi}_0$, $\dot{\eta}_0$ и $\dot{\zeta}_0$ – начальные значения кометоцентрических координат и их производных.

Выражение (2.20) показывает, что ζ -координата всегда остается в процессе движения ограниченной. Сравнивая (2.18) и (2.19), видим, что при этом координата η монотонно возрастает, т.е. рой рассасывается вдоль орбиты. Правда, в единственном случае $\dot{\eta}_0 = 2\xi_0$ циклоида вырождается в эллипс и рассасывание отсутствует. Однако следует вспомнить, что мы произвели линеаризацию по отношению R/r , пренебрегли световым давлением и самогравитацией и не учитываем эллиптичности орбиты. Ясно, что если требуемое для устойчивости соотношение между скоростью $\dot{\eta}_0$ и координатой ξ_0 и существовало бы в некоторый момент времени, его вскоре нарушили бы все неучтенные нами возмущающие факторы.

Таким образом, рассасывание вдоль орбиты — неизбежное явление в судьбе облаков гравитационно несвязанных частиц. Подобная эволюция характерна для метеорных потоков — обезгаженных останков комет, но не имеет никакого отношения к ядрам активных, "живых" комет.

§ 2.2. Могут ли кометы обладать кратными ядрами?

В отличие от модели ядра-роя, состоящего из большого числа фрагментов, модель кратного ядра, содержащего единицы фрагментов, значительно более устойчива по отношению к критике. Во-первых, кратные конфигурации реально существуют среди астероидов. Во-вторых, наблюдались многочисленные случаи деления ядер комет на два и более фрагмента, так что кратные ядра, по крайней мере временно, реально существовали.

Рассмотрим подробнее оба эти аспекта. Первый факт двойственности астероида открыт Данхэмом и Мейли (1977). Оказалось, что у Гебы, диаметр которой 206 км, есть спутник, диаметр которого 20 км. Боуэлл и др. (1978) нашли спутник Геркулины. Подозреваются как двойные астероиды Паллада (№ 2), Антигона (№ 129), Эрос (№ 433), Гектор (№ 624), Офелия (№ 171), Гестия (№ 46) и др. Ван Фландерн, Тедеско и Бинцель (1979) отмечают интересную аналогию между кривыми блеска астероида Бетулии (№ 1580) и ядра кометы Д'Арре, полученными соответственно Тедеско и др. (1978) и Фаем и Вишневским (1976).

Общее свойство тесных двойных систем — синхронность вращения. Приливное трение превращает взаимную орбиту в круговую, радиус которой r связан со средним кубическим диаметром компонентов, плотностью вещества ρ и периодом синхронного вращения P соотношением

$$\frac{r}{(d_1^3 + d_2^3)^{1/3}} = 1,9\rho^{1/3}P^{2/3}, \quad (2.21)$$

где период выражен в сутках, а плотность в г/см³. При плотности водяного льда для контактной пары получается период примерно 3 часа. Если силой газодинамического расталкивания можно пренебречь, то в принципе возможно существование двойных ядер комет.

Рассмотрим теперь факт развала ядер. Первые работы обобщающего характера в этом направлении выполнены Стефаником (1966) и Коноплевой (1967). Голубев (1975) исследовал связь явления развала ядра с солнечной активностью и абсолютным блеском кометы. Питтих (1971, 1972) исследовал пространственное распределение случаев развала. Секанина (1966) подробно исследовал развал ядра кометы Икейя—Геки 1965 VIII, изучил динамику кратных ядер (1977, 1978, 1982) и проверил достоверность многих сомнительных случаев, когда сообщалось о разделении ядра (1979б). Наиболее обстоятельный анализ наблюдательных фактов выполнил Кресак (1981), работе которого мы и следуем в данном случае. Воспроизведем (с некоторыми сокращениями) таблицу случаев разделения ядер. Всего с 1946 г. по 1981 г. явление деления ядра комет наблюдалось 21 раз, все эти случаи даны в табл. 2.1.

Помимо причин распада, указанных в таблице, возможна еще одна — реактивная самораскрутка ядер по Добровольскому (1980). Она может действовать во всех случаях либо как единственная причина, либо как сопутствующее обстоятельство.

Таблица 2.1

Обстоятельства развала ядер комет в 1846 – 1981 гг. *)

Комета	q	t_*	$t_{откр}^K$	$t_{сп}^1$	$t_{сп}^{посл}$	$t_{посл}^K$	Причина
1846 II	0,856	-2100	-77	-29	41	75	1
1852 III	0,861	-4500	-28	-9	6	6	
1860 I	1,199	-63	10	10	26	26	?
1882 II	0,008	-0,03	-16	14	163	257	2/3
		-0,08		18	167		2/3
		-0,08		18	163		2/3
1888 I	0,699	-12	-27	3	80	192	?
1889 IV	1,040	10	0	15	45	127	?
1889 V	1,950	-1168	85	-60	57	470	4/3
		-600		-60	-25		3
1896 V	1,455	-190	-54	-32	-18	69	?
1905 I	0,327	12	-40	29	41	121	3
1905 IV	3,340	54	-647	150	165	624	?
1914 IV	0,713	20	44	44	66	195	?
1915 II	1,005	-200	-157	-62	-54	462	?
		-150		-73	-54		?
1916 I	1,558	-90	-68	-4	52	118	3
1943 I	1,354	31	-93	53	62	177	?
1947 XII	0,110	-2	5	8	44	49	?
1955 V	0,885	-700	-6	40	76	108	3/5
1957 VI	4,447	-1100	-535	-124	730	1119	?
1965 VIII	0,008	0,02	-33	15	85	114	2/3
1968 III	2,609	125	200	237	237	267	?
1969 IX	0,473	50	-72	83	83	134	?
1970 III	1,719	39	-241	224	376	376	?
1976 VI	0,197	-6	-199	9	213	241	3/2
		2		15	213		3/2
		10		15	29		3/2

) q – перигелийное расстояние, а.е., t_ – момент развала, $t_{откр}^K$ – момент открытия кометы, $t_{сп}^1$, $t_{сп}^{посл}$ – момент первого и последнего наблюдений ядра-спутника, $t_{посл}^K$ – момент последнего наблюдения кометы. Все моменты выражены в сутках и отсчитываются от момента прохождения через перигелий.

Вероятная причина распада указана по Коноплевой (1967): 1 – столкновение с метеороидом; 2 – приливное действие Солнца; 3 – взрыв; может подозреваться для комет, отмеченных знаком "??"; 4 – приливное действие Юпитера; может подозреваться только для одной кометы – Брукса (2) 1889 V; 5 – столкновение с астероидом; подозревается только у кометы Хонда 1955 V (основание для подозрений – большая относительная скорость фрагментов).

Кресак показал, что места распада равномерно распределены по орбитам комет, нет никакого повышения вероятности в поясе астероидов (столкновения?) и в перигелии (приливные силы?). Частота делений не зависит от фазы солнечной активности, т.е. процесс деления не нуждается в спусковом механизме извне. До и после распада наблюдаются нерегулярные вариации яркости, однако вспышки блеска, которую можно было бы ожидать из-за образования "свежей" поверхности, не наблюдается. Как правило, деление ядра происходит путем отщепления от основного тела осколков существенно меньшей массы. За исключением кометы Биеллы

1852 III главное тело продолжает дальнейшее существование в качестве ядра кометы.

Уоллис (1980a) рассмотрел еще одну сторону явления — существование в системе двух близких ядер встречных газовых потоков. Он получил формулу для оценки скорости расхождения осколков под действием газодинамической силы,

$$v = \frac{1}{r_{\text{к}}} \sqrt{\frac{6QVm}{\rho_{\text{л}} r_{\text{я}}^2}}, \quad (2.22)$$

где $r_{\text{к}}$ — гелиоцентрическое расстояние кометы, Q — полный поток молекул с поверхности главного фрагмента при $r_{\text{к}} = 1$ а.е., V — скорость истечения газа у поверхности ядра, m — масса молекулы (предполагается H_2O), $\rho_{\text{л}}$ — плотность льда, $r_{\text{я}}$ — радиус главного ядра. Для кометы Веста 1976VI Уоллис получает оценку скорости на $r_{\text{к}} = 0,2$ а.е. $v = 2,3 - 3,4$ м/с, что на один-два порядка меньше реально наблюдававшихся скоростей расхождения у этой кометы (34–63 см/с) и других комет. Например, осколки кометы 1882II удалялись со скоростями ~ 1 м/с, фрагменты кометы Виртанена, 1957VI, которая раскололась на расстоянии почти 5 а.е. от Солнца, — со скоростью $\sim 1,6$ м/с, кометы Йкейя–Секи 1965VIII — со скоростью $\sim 0,5$ м/с. Уоллис рассматривал различные возможности согласования оценки (2.22) с наблюдениями: принять более низкую среднюю плотность ядра (вместо $0,9$ г/см³), учесть влияние центробежных сил, предположить сублимацию вещества, более летучего, чем вода, учесть анизотропность истечения. Он приходит к выводу о возможности получить в рамках газодинамического механизма скорости расхождения до 14 – 15 м/с.

Результаты многочисленных исследований распада ядер комет можно суммировать следующим образом: во всех случаях, когда наблюдались кратные ядра, отдельные фрагменты удалялись друг от друга, а наименьшие фрагменты при этом полностью испарялись, за исключением кометы 1846II, у которой оба фрагмента уцелели, но зато в появлении 1852 III оба полностью испарились.

Сопоставляя наблюдательные факты, приходим к скептическому выводу: существование двойных ядер комет благодаря мощным нестационарным атмосферам, а у некоторых комет и благодаря малым перигелийным расстояниям крайне маловероятно. Это не исключает временного существования отдельных короткоживущих осколков. Попытка Давыдова (1983) возродить модель ядра в виде роя гравитационно связанных фрагментов не содержит убедительных контраргументов против критики данной модели Дубяго (1942, 1948, 1950), Шацмана (1952), О'Делла (1973), Шульмана (1981а).

Гипотеза о немонолитности ядра под давлением фактов должна быть отброшена.

§ 2.3. Аргументация против каменной модели

В каменных моделях предполагается, что либо все ядро, либо его поверхностный слой представляет собой минеральное образование, похожее на метеорит. Для объяснения газовыделения из кометных ядер считалось, что в метеоритную массу вкраплены либо сорбированы незначительные количества летучих веществ. Существует несколько разновидностей этой модели, отличающихся некоторыми деталями.

Популярности каменистой модели способствовала рассмотренная выше работа Левина (1948) и следовавшая из нее формула (1.8). Наблюдения подтверждали формулу, создавая иллюзию верности лежащей в ее основе модели. Значительно более высокая газопроизводительность ядра, экспериментально установленная наблюдениями в ультрафиолетовом диапазоне (см., например, Келлер (1976)), — тривиальный аргумент против каменистой модели. Уже Джексон и Донн (1966) принимают на основании работ Эпика (1963,а, б, 1965) и Уотсона, Муррея и Брауна (1963) значение начальной плотности $n_0 \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что на восемь порядков больше ранее использовавшегося значения. Следовательно, значительно более высокое значение плотности кометных атмосфер было известно сторонникам каменистой модели уже в 1965 г.

Контраргументация Левина (1966) состояла в том, что признавалось существование льдов в недрах кометных ядер. Левин считал, что испарение льда происходит на границе лед — каменистый слой. Пары проходят сквозь поры метеорного вещества, адсорбируются попутно на их стенках и затем десорбируются при приближении к Солнцу.

Можно показать, что такой процесс невозможен (все необходимые выкладки будут даны в гл. 6), так как градиент температуры всегда направлен наружу, и термодиффузия подавляет диффузию. Если лед, прикрытый метеоритным слоем, образует атмосферу кометы не путем десорбции с поверхности ядра, а путем сублимации на глубине раздела лед — пыль, то формула Левина (1.8) не получится, так как в (1.7) при этом нельзя подставлять радиационно-равновесное значение температуры из (1.6).

Ослабление потока газа сквозь поверхностный дисперсный слой заметил еще Маркович (1959, 1961), однако недооценил количественное и качественное значение этого эффекта. Другие исследователи двухслойных моделей ядра: Рийвес (1952, 1966), Брин и Мендис (1979) и Мендис и Брин (1978, 1979) вслед за Уипплом пренебрегли гидродинамическим сопротивлением поверхностного метеоритного слоя. Если газ проходит наружу сквозь поры, диаметр которых d , а длина l , то пористый слой ослабляет поток газа в l/d раз, не считая чисто геометрического фактора ослабления из-за того, что часть сечения потока занята твердым телом и исключена из активной поверхности. Таким образом, грубая оценка ослабления блеска получается очень просто:

$$\Delta m \approx 2,5 \lg(l/d) - 2,5 \lg(1 - \xi), \quad (2.23)$$

где ξ — доля заэкранированной поверхности, не участвующей в образовании атмосферы. В качестве диаметра капилляра следует брать размер самых мелких пылинков в пылевом слое (немного превышающий диаметр капилляра), в качестве длины капилляра — толщину минерального слоя (тем самым слегка занижая ее путем неучета извилистости капилляров). Получается, что поверхностный слой ослабляет блеск кометы на 6—8 зв. вел. Можно сохранить прежнее значение блеска, приписав типичным ядрам размер 1000 км. В литературе можно найти оценки такого порядка, принадлежащие Рёмер (1966) и фактом своего существования "доказывающие" справедливость каменистых моделей.

Подобные рассуждения не учитывают реальный разброс светимостей комет. Диапазон светимостей $1 : 10^6$ соответствует диапазону размеров

Таблица 2.2

Радиусы ядер комет (км) для абсолютных звездных величин -2 ; 6 , 7 и 9

Поток Z_0 , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	αx_{C_2}	Радиус ядра, км		
		$H = -2^m$	$H = 6,7^m$	$H = 9^m$
10^{14}	0,005	4130	75	26
	10^{14}	2900	53	18
10^{15}	0,05	1305	24	8,2
	0,1	923	17	5,8
	0,005	1305	24	8,2
	0,01	922	17	5,8
	0,05	412	7,5	2,6
10^{16}	0,1	292	5,3	1,8
	0,005	412	7,5	2,6
	0,01	292	5,3	1,8
	0,05	130	2,4	0,8
	0,1	92	1,7	0,6
10^{17}	0,005	130	2,4	0,8
	0,01	92	1,7	0,6
	0,05	41	0,8	0,26
	0,1	29	0,5	0,18
	0,005	41	0,8	0,26
10^{18}	0,01	29	0,53	0,18
	0,05	13	0,24	0,08
	0,1	9,2	0,17	0,06
	0,005	13	0,24	0,08
	0,01	9,2	0,17	0,06
10^{19}	0,05	4,0	0,08	0,03
	0,1	2,9	0,05	0,02

ядер $1 : 1000$. Если средний размер ядра 1000 км, то размеры ядер комет оказываются в пределах от десятков километров до десятков тысяч километров. В последнем случае мы были бы свидетелями многих наблюдений дисков кометных ядер и они очень часто обнаруживались бы фотометрически.

Для иллюстрации последнего положения рассмотрим вклад ядра в интегральный блеск кометы. Предположим, что ледяное ядро отражает свет, как поверхность Нептуна, а каменистое — как поверхность Юноны ($N^{\circ} 3$), тогда для ледяного ядра получаем связь абсолютной звездной величины с радиусом вида

$$H_{\text{лед}} = 14,87^m - 5 \lg R_{\text{я}}, \quad (2.24)$$

а для каменистого

$$H_{\text{кам}} = 15,5^m - 5 \lg R_{\text{я}}. \quad (2.25)$$

Рассчитанные по формуле (4.130) радиусы ядер для набора газопроизводителей Z_0 и различных значений произведения доли активной поверхности α на относительное содержание x_{C_2} примеси, порождающей радикал C_2 , даны в табл. 2.2.

Таблица 2.3

Радиусы и абсолютные величины ядер комет, равных по блеску кометным атмосферам на расстоянии

r_{Σ} , а.е.	$H_K = -2^m$		$H_K = 6,7^m$		$H_K = 9^m$	
	$R_{\text{я}}$	$H_{\text{я}}$	$R_{\text{я}}$	$H_{\text{я}}$	$R_{\text{я}}$	$H_{\text{я}}$
$\frac{0,575}{0,766}$	4130	-3,2	75	$\frac{5,5}{6,1}$	26	$\frac{7,8}{8,4}$
$\frac{0,832}{1,086}$		-2,4		$\frac{6,2}{6,9}$		$\frac{8,6}{9,2}$
$\frac{1,81}{2,43}$	1305	-0,71	24	$\frac{8,0}{8,6}$	8,2	$\frac{10,3}{10,9}$
$\frac{2,56}{3,31}$		0,04		$\frac{8,7}{9,4}$		$\frac{11,0}{11,7}$
$\frac{5,75}{7,66}$	412	$\frac{1,8}{2,4}$	7,6	$\frac{10,5}{11,1}$	2,6	$\frac{12,8}{13,4}$
$\frac{8,09}{10,86}$		2,5		$\frac{11,2}{11,9}$		$\frac{13,5}{14,2}$
$\frac{18,2}{24,0}$	292	3,2	5,3	$\frac{13,0}{13,6}$	1,8	$\frac{15,3}{15,9}$
$\frac{25,7}{34,2}$		4,3		$\frac{13,7}{14,4}$		$\frac{16,0}{16,7}$
	130	4,9	2,4		0,82	
		5,0				
	92	5,7	1,7		0,58	

Из табл. 2.2 хорошо видно, что типичное значение потока молекул лежит между 10^{17} и $10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а типичное значение множителя αX_{C_2} составляет несколько сотых.

Возьмем теперь радиусы ядер из табл. 2.2 и вычислим для тех же абсолютных звездных величин гелиоцентрические расстояния, на которых блеск кометной атмосферы равен блеску ядра. Фотометрическая формула для твердого несамосветящегося тела имеет вид

$$m = H_{\text{я}} + 5 \lg r + 5 \lg \Delta, \quad (2.26)$$

откуда следует, что равенство блеска ядра и атмосферы имеет место на расстоянии

$$r_{\Sigma} = 10^{(H_K - H_{\text{я}})/(2,5n - 5)}. \quad (2.27)$$

Значения, приведенные в табл. 2.3, получены при $n = 4$.

Каждому значению радиуса ядра в таблице соответствуют по два значения абсолютной величины и расстояния равного блеска. Значения в числителе относятся к ледяной поверхности, совпадающей по оптическим свойствам с поверхностью Нептуна. Значения в знаменателе соответствуют каменному ядру, отражающему свет, как Юнона (Цольфус, 1974). Если воспользоваться данными книги "Астероиды" (Герселс, 1979), где связь

между радиусом и абсолютной звездной величиной астероида дается в виде

$$\lg R = 3,41 - 0,2H, \quad (2.28)$$

все выводы только усилятся. В таблице и выражениях (2.26), (2.28) не учитывается фазовая зависимость блеска, так как мы сравниваем с блеском атмосферы максимальное значение блеска ядра в нулевой фазе.

Ядро дает вклад в блеск кометы на гелиоцентрическом расстоянии r ,

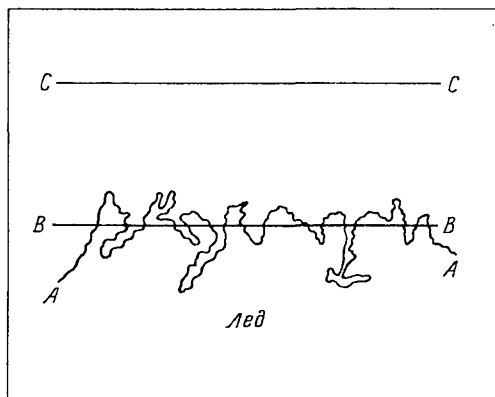
$$\Delta m \approx (r/r_0)^2, \quad (2.29)$$

следовательно, ядро ледяной модели фотометрически почти необнаружимо. Тысячекиллометровые же ядра каменистой модели почти всегда обнаруживались бы фотометрически.

В то же время нельзя считать, что из-за высокой пористости поверхности размах вариации светимостей комет отражает вариацию не радиусов ядер, а отношение эффективной поверхности десорбции к геометрической поверхности ядра кометы.

Пусть в сильно увеличенном виде поверхность ядра кометы выглядит так, как показано на рис. 3. Линия $A-A$ изображает истинную поверхность десорбции, линия $B-B$ — геометрическую макроскопическую поверхность ядра. На расстоянии нескольких свободных пробегов молекул проведем еще одну поверхность $C-C$, точное положение которой особой роли

Рис. 3. К пояснению влияния микроструктуры на скорость сублимации



не играет. Через единицу поверхности $C-C$ в сторону сорбента в единицу времени проходит при термодинамическом равновесии

$$Z = p/\sqrt{2\pi mkT} \quad (2.30)$$

молекул сорбата. Точно такое же количество молекул течет наружу. Если теперь "зачеркнуть" все молекулы, летящие в сторону $B-B$, то поток наружу останется таким же и мы видим, что он не зависит от величины истинной поверхности $A-A$, а полностью определяется равновесным давлением паров сорбата, которое можно найти по изотерме адсорбции $p = p(T)$. Причина независимости скорости десорбции от пористости состоит

на микроуровне в том, что большинство молекул, высвободившихся внутри пор, реадсорбируются снова на стенках, вероятность выхода молекулы не превышает отношения телесного угла, под которым видна горловина поры из данной точки, к величине 2π .

Однако пористость все-таки влияет на скорость десорбции из-за того, что молекулы из пор вынуждены высвобождаться с поверхности отрицательной кривизны. Это приводит к росту эквивалентной энергии сорбции и замедляет процесс десорбции (Кнаке и Странский, 1959). Экспериментально (Адамсон, 1979; Хирс и Паунд, 1966) это проявляется в гистерезисе адсорбции — десорбции, когда давление паров сорбата в процессе десорбции оказывается меньше, чем в процессе роста адсорбированного слоя, благодаря капиллярной конденсации (см., например, Кельцев, 1984).

Отпал, таким образом, последний аргумент в пользу каменистой (даже только снаружи) модели ядра кометы.

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОМЕТНЫХ ЯДЕР

§ 3.1. Реконструкция по данным спектроскопии кометных атмосфер

Ключевая идея реконструкции химического состава кометных ядер — идея родительских молекул — принадлежит Вурму и Мекке (1934). Всесторонний анализ спектральных данных, выполненный Фаулером (1910 а,б), Бальде (1926), Аделем (1937), Свингсом (1941, 1943), Вурмом (1943), Арпиньи (1965) и многими другими, привел к постепенному формированию списка родительских молекул:



В процессе своего развития идея реконструкции химического состава ядер по спектральным данным дополнялась новыми деталями. В качестве первой из них следует назвать гипотезу о клатратах, предложенную Свингсом и Дельземом (1952) и затем разработанную Дельземом и Венгером (1970), Дельземом и Миллером (1970), а также Дельземом (1966 а,б, 1975а,б).

Вторая идея, на которой мы остановимся, — идея свободных радикалов, первоначально предложенная Донном и Юри (1956) для объяснения вспышек блеска комет (см. также Добровольский, 1964), а затем примененная в работах Донна и Сирса (1963) и Донна (1963) для объяснения происхождения и строения кометных ядер.

Третья идея — фотохимический критерий отбора родительских молекул. Родительские молекулы должны быстро распадаться в поле солнечной радиации за время, соответствующее наблюдаемому, и притом так, чтобы продукт реакции получался в определенном квантовом состоянии. В спектрах комет не должны наблюдаться полосы, которые нельзя приписать резонансной флуоресценции.

По-видимому, первое массовое исследование различных веществ как потенциальных родительских молекул с фотохимических позиций или, вернее, с позиций теории элементарных процессов выполнил Чередниченко (1958–1974).

Поттер и Дель Дьюка (1964) исследовали в лаборатории фотодиссоциацию ряда молекул и показали, что радикал CN возникает при распаде $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CN}$ (характерное время жизни на расстоянии 1 а.е. от Солнца ≥ 18 ч), $\text{CN}-\text{C}\equiv\text{C}-\text{CN}$ (29 ч), C_2N_2 (58,8 ч), CH_3CN ($\geq 719,4$ ч). Радикал CN получался из CH_4 за время ≥ 28 ч. Радикал C_2 из C_2H_4 ($\geq 4,3$ ч), из C_2H_2 (≥ 43 ч). В качестве родительской молекулы радикала NH_2 Поттер и Дель Дьюка рассмотрели гидразин N_2H_4 (0,7 ч), метиламин CH_3NH_2 (0,9 ч), аммиак NH_3 (4,1 ч). Для гидроксила OH рассматривались перекись водо-

рода H_2O_2 (1,6 ч), вода (20,2 ч) на роль родительских подходят только те молекулы, которые могут распадаться с характерным временем $< 0,3$ ч

Спектральный критерий отбора выдвинули Стиф и де Карло (1965 а,б). Они показали, что радикал C_2 образуется из ацетилена или ему подобных веществ, поскольку не наблюдаются другие полосы, кроме системы Свана. Они же фактически закрыли возможность образования NH из аммиака, показав, что для этого требуется симметричная молекула, например гидразин.

Следующая идея, гипотеза о присутствии в ядрах комет сложных органических молекул, выдвинута Всехсвятским (1950а,б). В 1968 г. на Всесоюзной летней школе исследователей комет автор, выступая в дискуссии, предложил в качестве возможной родительской молекулы аминокислоту

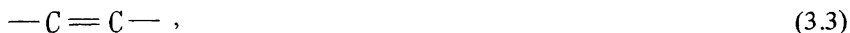


— нестойкое вещество, стабильное только при низких температурах. Черденченко (1969) привел аргументацию в пользу существования в ядрах комет NO , N_2O , HCN , HCOO , CH_3O , $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{NCO}$, NCS и др. серосодержащих молекул. В том же году автор на V Всесоюзной конференции по физике комет, анализируя возможные причины появления в кометных атмосферах радикалов C_2 , C_3 , N_2^+ , показал необходимость присутствия в кометных ядрах сложных органических молекул и предложил механизм их образования путем радиационной полимеризации в ядре.

Эти же результаты были затем изложены в докладе на симпозиуме МАС № 45 в Ленинграде, 1970 г. (см. Шульман, 1970а, 1972а,б).

Мы исходили из того, что не были известны подходящие родительские молекулы для наблюдаемых молекул C_3 и N_2^+ . Для того чтобы данные радикалы в атмосферах комет наблюдались, они должны быть достаточно слабо связанными с окружающими атомами родительских молекул, иначе уменьшается вероятность их высвобождения без разрушения. Значения энергии связи между атомами, встречающимися в интересующих нас соединениях, приведены в табл. 3.1., построенной по справочникам (Барон и др., 1983, Гурвич и др. 1974).

Из этой таблицы следует, что источник C_2 нужно искать среди молекул, содержащих группу



но не группу



так как в последнем случае более вероятен распад с разрывом связи между атомами углерода.

Существует ряд серьезных доводов против возможности образования C_3 непосредственно в атмосфере кометы путем реакций соединения типа



или других процессов, протекающих в несколько стадий и требующих достаточной частоты межмолекулярных столкновений. Первым доводом такого рода следует считать зависимость спектра комет от гелиоцентрического расстояния. Эта зависимость качественно изучена и продемонстриро-

Таблица 3.1

Энергии разрыва связей в молекулах

Связь	Энергия, эВ	Связь	Энергия, эВ	Связь	Энергия, эВ
C—C	2,5—3,5	C—N	2,0—2,8	N—N	0,8—1,0
C=C	4,6—6,0	C—O	3,0—3,3	N≡N	9,76
C≡C	7,5—8,0	C=O	6,0—15,0	O—H	4,5—5,0
C—H	2,0—2,8	C≡O	8,0—10,0	N—H	3,0—4,0

вана на многочисленных фотографиях спектров в атласе Свингса и Хазера (1956), а также изображена графически Арпиньи (1972), у которого заимствован рис. 4. Видно, что эмиссионные полосы C_3 появляются в спектрах комет на более далеких гелиоцентрических расстояниях, чем полосы Свана. Это исключает возможность объяснить появление C_3 реакций (3.5).

Джексон и Донн (1966) предложили механизм образования C_3 из ацетилацетилена (диацетилен) :



где R — произвольный радикал. Это предложение основано на экспериментальных результатах по фотолизу диацетилен и их интерпретации, данной Калломаном и Рамзаем (1957). Калверт и Питтс (1968) выразили сомнение в этой интерпретации, так как разрыв одиночной связи в молекуле диацетилен более вероятен, чем разрыв тройной. Калверт и Питтс предложили интерпретацию лабораторного фотолиза диацетилен:



После реакции диспропорционализации (3.9) следует (3.7). Ясно, что подобные цепи превращений требуют достаточной плотности вещества.

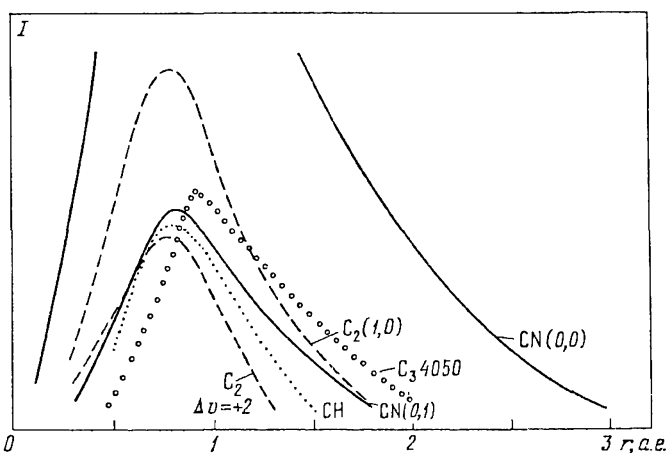
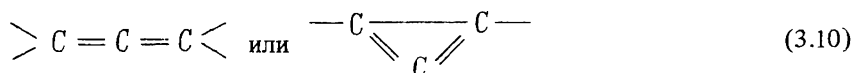


Рис. 4. Зависимость спектра кометы от гелиоцентрического расстояния по Арпиньи

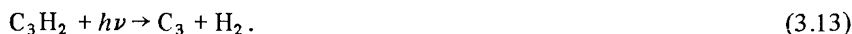
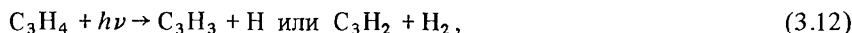
В качестве родительских молекул C_3 были предложены (Шульман, 1972б) молекулы с сильно связанным комплексом из трех атомов углерода,



причем с окружающими атомами или радикалами этот комплекс должен быть связанным относительно слабо. В 1970 г. мы предложили в качестве таких молекул аллен (пропадиен) $H_2C_3H_2$ и диметилаллен $(CH_3)_2C_3(CH_3)_2$, а также гипотетическую молекулу C_3H_2 , содержащую вторую из групп (3.10). Сиф (1972) в качестве родительской молекулы C_2 и C_3 предложил метилацетилен CH_3C_2H . Согласно Сифу C_3 образуется в одноактном процессе



Как показал недавно Ямамото (1981б), из наблюдений следует, что радикал C_3 образуется в двухстадийном процессе, поэтому для образования C_3 из метилацетилена предпочтительнее процесс, предложенный Джексоном (1976):



До сих пор неясно происхождение молекулярного иона азота. Предположение, что молекулярный азот непосредственно присутствует в кометном ядре (см., например, Симидзу, 1975) неверно по термодинамическим соображениям.

Если бы N_2 присутствовал в ядрах комет, наблюдались бы полосы Вегарда—Каплана (2300—3400 Å). отождествление этих полос Дюфе (1937), Чердниченко (1969) не подтвердилось.

Если допустить, что нейтральный азот не обнаруживается из-за чисто экспериментальных трудностей (малая сила осциллятора, наблюдения на фоне азота земной атмосферы), то его присутствие должно было проявиться косвенно. Наблюдатели по распределению яркости в полосе N_2^+ заметили бы, что этот ион порожден долгоживущей родительской молекулой. Однако Свингс (1943) отметил прямо противоположный факт — появление эмиссии N_2^+ сразу у "ядра". Шульман (1972а,б) предложил в качестве родительских молекул иона N_2^+ молекулы, содержащие диазогруппу,



Две такие молекулы: диазометан CH_2N_2 и азотистоводородная кислота NN_3 (не путать с аммиаком NH_3 !) — обладают положительной энтальпией образования, т.е. являются метастабильными соединениями, способными к экзонергетическому разложению. Для образования N_2^+ предлагались следующие процессы:



или перезарядка



С энергетической точки зрения особенно привлекательна перезарядка (3.18) как процесс с очень малым дефектом резонанса. За прошедшее после цитированных работ десятилетие другие соображения по поводу происхождения иона молекулярного азота в литературе не появлялись. Что касается нашего предложения (3.15)–(3.18), то в настоящее время оно представляется сомнительным по причинам, которые будут рассмотрены в § 3.3.

Убедившись, что образование радикалов C_3 и N_2^+ требует присутствия в кометных ядрах сложных молекул, мы отобрали наиболее летучие ве-

Таблица 3.2

Потенциальные родительские молекулы

Вещество	Формула	$T_{пл}, ^\circ C$	$T_{кип}, ^\circ C$
<i>Источники N_2^+</i>			
Азотистоводородная кислота	HN_3	-80	37
Диазометан	CH_2N_2	-145	23
Азобензол	$C_6H_5 \cdot N_2 \cdot C_6H_5$	взрывается при нагревании	
Триазоуксусная кислота	$N_2 \cdot N \cdot CH_2 \cdot COOH$	взрывается при 16 °C	
Триазобензол	$C_6H_5 \cdot N_3$	взрывается	
Диазоуксусноэтиловый эфир	$N_2 \cdot CN \cdot CO_2 \cdot C_2H_5$	-22	140
<i>Источники NH</i>			
Диметиламин	$(CH_3)_2 \cdot NH$	-96	7,4
Метилгидразин	$CH_3 \cdot NH \cdot NH_2$	-80	87
Метилбутиламин	$CH_3 \cdot NH \cdot C_4H_9$	-75	91
Бутилуретан	$C_4H_9 \cdot NH \cdot CO_2 \cdot C_2H_5$	-65	95
Дипропиламин	$(C_3H_7)_2 \cdot NH$	-61	83,5
Диэтиламин	$(CH_3)_2 \cdot NH$	-39	55,5
Этилформамид	$H \cdot CO \cdot NH \cdot C_2H_5$	-30	198
Пиперидин	$CH_2 \cdot (CH_2)_5 \cdot NH$	-9	106
Аминоурацил	$H_2N \cdot C \cdot CH \cdot NH \cdot CO \cdot NH \cdot CO$	разлагается	
<i>Источники NH_2</i>			
Аммиак	NH_3	-77,7	-34
Гидразин	N_2H_4	1,4	113,5
Метилгидразин	$CH_3 \cdot NH \cdot NH_2$	-80	87
Метиламин	$CH_3 \cdot NH_2$	-92,5	-6,5
Этиламин	$C_2H_5 \cdot NH_2$	-80	16,6
Изопропиламин	$(CH_3)_2CH \cdot NH_2$	-101	33
Изобутиламин	$(CH_3)_3C \cdot NH_2$	-67,5	45,2
третичный			
Пропиламин	$CH_3 \cdot CH_2 \cdot CH \cdot NH_2$	-83	50
Виниламин	$CH_2 \cdot CH \cdot NH_2$		56
Изобутиламин	$(CH_3)_2CH \cdot CH_2 \cdot NH_2$	-104	66
вторичный			
Изобутиламин	$(CH_3)_2CH \cdot CH_2 \cdot NH_2$	-85	68
первичный			
Бутиламин	$C_2H_5CH_2CH_2NH_2$	-50	77,8

Таблица 3.2 (продолжение)

Вещество	Формула	$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	$T_{кип}, ^\circ\text{C}$
<i>Источники CN</i>			
Дициан	$(\text{CN})_2$	-34	-21
Синильная кислота	HCN	-12	25
Дицианаэтилен	$\text{NC}\cdot\text{C}\cdot\text{C}\cdot\text{CN}$		
Цианаэтилен	$\text{HC}\cdot\text{C}\cdot\text{CN}$	5	42,5
Цианистый винил	$\text{CH}_2\text{CH}\cdot\text{CN}$	-82	79
Цианистый метил	CH_3CN	-41	82
Этилизонитрил	$\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$	-66	79
Цианистый этил	$\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$	-92	97
Цианистый пропилен	$\text{C}_3\text{H}_7\text{CN}$	-113	117
Гремучая кислота	HOCN	взрывается	
<i>Источники C₃</i>			
Аллен	C_3H_4	-146	-32
Диметилаллен	$(\text{CH}_3)_2\text{C}_3\text{H}_2$	-120	41
<i>Источники C₂</i>			
Этилен	C_2H_4	-169	-104
Ацетилен	C_2H_2	-81	-189,13
Пропилен	$\text{CH}_3\text{CH}:\text{CH}_2$	-185	-47
Метилацетилен	$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	-105	-27
Диметилэтилен	$(\text{CH}_3)_2\text{C}:\text{CH}_2$	-139	-6
Бутилен (альфа-)	$\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}:\text{CH}_2$	-185	-6
Бутилен (бета-)	$\text{CH}_3\text{CH}:\text{CHCH}_3$	-139	4
Дивинил	$\text{CH}_2\text{CH}:\text{CHCH}_2$	-109	4
Этилацетилен	$\text{C}_2\text{H}_5\text{C}:\text{CH}$	-130	18,5
Диацетилен	C_3H_2	-36	10
Диметилацетилен	$\text{C}_3(\text{CH}_3)_2$	-33	28
Метилэтилэтилен	$\text{C}_2\text{H}_5\text{CH}:\text{CHCH}_3$	-139	36,6
Гексилен	$(\text{CH}_3)_3\text{C}:\text{CH}:\text{CH}_3$	-115,5	41,2
Циклопентадиен	$\text{CH}_2\text{CH}:\text{CH}:\text{CH}:\text{CH}$	-85	42
Пропилацетилен	$\text{C}_2\text{H}_5\cdot\text{CH}_2\cdot\text{C}:\text{CH}$	-95	48
Цианаэтилен	$\text{HC}\cdot\text{C}\cdot\text{CN}$	5	42,5
Акролеин	$\text{CH}_2\cdot\text{CH}\cdot\text{COH}$	-88	52,5
<i>Источники OH</i>			
Вода	H_2O	0	100
Перекись водорода	H_2O_2	0,4	158
Метилловый спирт	CH_3OH	-97,8	64,7
Этиловый спирт	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	-112	78,4
Ацетоциангидрин	$(\text{CH}_3)_2\text{C}(\text{OH})\text{CN}$	-19	87
Метилизопропилкетон	$\text{CH}_3\text{C}(:\text{NOH})\text{C}_3\text{H}_7$	-97	95
Аллиловый спирт	$\text{CH}_2:\text{CH}\cdot\text{CH}_2\text{OH}$	-127	96,6
Метилвинилкарбинол	$\text{CH}_2:\text{CH}\cdot\text{CHON}\cdot\text{CH}_3$	-80	97
Пропиловый спирт	$\text{CH}_3\cdot\text{CH}_2\cdot\text{CH}_2\text{OH}$	-127	97,8

Таблица 3.2 (окончание)

Вещество	Формула	$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	$T_{кип}, ^\circ\text{C}$
<i>Источники OH</i>			
Тetraгидрофуран	$\text{CH}_2(\text{CH}_2)_2 \cdot \text{CH}_2\text{O}$	-65	66
Изопропиловый спирт	$(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$	-85,5	82,5
Угольная кислота	HOCOON	разлагается	
Муравьиная кислота	HCOON	8,4	100,5
Уксусная кислота	CH_3COON	16,6	118
Пропионовая кислота	$\text{C}_2\text{H}_5\text{COON}$	-22	144
Глиоксильная кислота	$\text{HOC} \cdot \text{COON}$	разлагается	
Метилугольная кислота	CH_3OCOON	-57	
<i>Источники CO₂</i>			
Углекислота	CO_2	возгоняется	
Уксусно-этиловый эфир	$\text{CH}_3\text{CO}_2\text{C}_2\text{H}_5$	-82,4	77,1
Уксуснометиловый эфир	$\text{CH}_3\text{CO}_2\text{CH}_3$	-98,7	57,1
Пропионово-метилловый эфир	$\text{C}_2\text{H}_5\text{CO}_2\text{CH}_3$	-87,5	79,7
Уксусноизопропиловый эфир	$\text{CH}_3\text{CO}_2\text{CH}(\text{CH}_3)_2$	-73,4	88,4
Изомаслянометиловый эфир	$(\text{CH}_3)_2\text{CHCO}_2\text{CH}_3$	-85	93
Изобутилуретан	$\text{C}_4\text{H}_9\text{NH} \cdot \text{CO}_2 \cdot \text{C}_2\text{H}_5$	-65	95
Пропионово-этиловый эфир	$\text{C}_2\text{H}_5 \cdot \text{CO}_2 \cdot \text{C}_2\text{H}_5$	-72,7	99,1
<i>Источники CO</i>			
Оксид углерода	CO	-207	-192
Кетен	$\text{H}_2\text{C}:\text{C}:\text{O}$	-151	-56
Диметиловый эфир	CH_3OCH_3	-138,8	-23,7
Ацетон	$(\text{CH}_3)_2\text{CO}$	-95	56
Диоксоаллен	$\text{O}:\text{C}:\text{C}:\text{C}:\text{O}$	-107	7
Оксид этилена	$\text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{O}$	-113,5	13,5
Диметилкетен	$(\text{CH}_3)_2\text{C}:\text{C}:\text{O}$	-97,5	34
Изодипропиловый спирт	$((\text{CH}_3)_2\text{CH})_2\text{O}$	-60	69
Диметоксиэтан	$(\text{OH} \cdot \text{O} \cdot \text{CH}_2)_2$	-58	85
Аминоурацил (см. выше)			
Органические кислоты (см. выше)			

щества, которые могли (в 1970–1972 гг.) рассматриваться в качестве потенциальных родительских молекул. Воспроизведем здесь этот список (табл. 3.2). Данные взяты из "Справочника химика" (Никольский Б.П., 1971).

Данная таблица составлена на основе трех предпосылок: наличия в молекулах кометных радикалов, легкости их высвобождения из родительской молекулы и максимальной летучести. Учитывалось также относительное обилие элементов в Солнечной системе, поэтому в список не попали галогеносодержащие и т.п. вещества. Не были включены в таблицу и те вещества, отождествление которых не вполне уверенно или сомнительно (HCO , N_2).

Спектральный состав излучения кометных атмосфер выглядит в настоящее время так, как представлено в табл. 3.3 (в последней колонке "г" означает "голова", "х" – "хвост"). Следует ожидать, что таблица пополнится в процессе анализа результатов исследований кометы Галлея.

Сопоставляя табл. 3.2 и 3.3, видим, что в первой содержатся потенциальные родительские молекулы для всех важнейших радикалов, перечисленных в табл. 3.3, за исключением металлов и сероуглерода. Мы не обсуждаем столь подробно проблему металлов, так как их происхождение практически очевидно. Линии металлов, за исключением натрия, наблюдаются только у короткоперигелийных комет и притом в окрестности перигелия.

Таблица 3.3

Отождествленные эмиссии в спектрах комет

Молекула или атом	Переход	Длина волны, Å	Область кометы
Al		3961	г
C	$^3P - ^3P_0$	1561, 1657	г
C ⁺			
C ₂	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$, Свана 1-0, 0-0, 0-1, 0-2	6195 4737, 5165, 5635	г
C ₃	$\tilde{A}^1\Pi_u - \tilde{X}^1\Sigma_g^+$, Свингса 000-000. . . .	4050 (3880-4100)	г
	$\tilde{B}^1\Sigma_g^- - \tilde{X}^1\Pi_u$	3970 - 4070	
	$\tilde{C}^1\Delta_g - \tilde{X}^1\Pi_u$	4020 - 4045	
	$\tilde{D}^1\Sigma_g^+ - \tilde{X}^1\Pi_a$	3980 - 4010	
CN	$\tilde{A}^2\Delta - \tilde{X}^2\Pi$, 0-0	4314	г
	$\tilde{B}^2\Sigma - \tilde{X}^2\Pi$, 0-0	3871, 3889	г
	Сверхтонкое расщепление $^2\Pi_{1/2}$	9 см	
CN ⁺	$\tilde{A}^1\Pi - \tilde{X}^1\Sigma^+$	3950 - 4260	г, х
CH ₃ CN	$6_3 - 5_3, 6_0 - 5_0$	2,7 мм	г
CN	$\tilde{B}^2\Sigma^+ - \tilde{X}^2\Sigma^+$ (1-0, 0-0, 0-1)	3590, 3883, 4216	г
	$\tilde{A}^2\Pi - \tilde{X}^2\Sigma^+$ (2-0, 1-0, 0-1. . .)	7876, 9148, 10833. . .	г

Таблица 3.3 (окончание)

Молекула или атом	Переход	Длина волны, Å	Область кометы
C ⁺			
CO ⁺	$\tilde{A}^2\Pi - \tilde{X}^2\Sigma^+$ (4-0, 3-0, ... 0-0, 4-1, ...)	3416-4569-6200	x
	$\tilde{B}^2\Sigma^+ - \tilde{A}^2\Pi_i$	3500-4240	
CO ₂ ⁺	$\tilde{A}^2\Pi - \tilde{X}^2\Pi$ (1-0, 0-0, 0-1, 1-1, ...)	3378-3839	x
CS			
Ca		4227	г
Ca ⁺		3934-3968	г
Co			
Cu			
Cr			
Fe			
H		1216	г, x
H ₂ O	$6_{1,6} - 5_{2,3}$	1,35 см	г
H ₂ O ⁺	$\tilde{X}^2B_1 - \tilde{A}^2A_1$ (8-0, 7-0, 6-0...)	—	x
HCN	$0_1 - 0_0$ (основное состояние враща- тельного перехода)	3,4 мм	г
He			
K			
M			
Mg			
N ₂ ⁺	$\tilde{B}^2\Sigma^+ - \tilde{X}^2\Sigma^+$ (3-2, 1-0, 0-0, 0-1, 1-1...)	3540-4280	x
NH	$\tilde{A}^3\Pi_i - \tilde{X}^3\Sigma^-$ (0-0, 1-1)	3360, 3370	г
NH ₂	$\tilde{A}^2A_1 - \tilde{X}^2B_1$ (010-000,, 050-000)	5575-7534, 3,7 см?	г
Na	5890, 5896	5890, 5896	г
Ni			
O		1302-1306	г
[OI]		6300-6364	
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ (0-0, 0-1) 0,5-0,2	3064, 3428 1,08 мкм	г, x
	Переход между подуровнями сверх- тонкой структуры	18 см	
OH ⁺	$A^3\Pi - X^3\Sigma$ (0-0)	3594-3616 3904	г, x
NH ₃	(3, 3)	23,9 ГГц	г
S ₂	$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	2800-3100	г

Это означает, что пары металлов получаются путем испарения и разложения вещества пылевой компоненты ядер. Для натрия возможны и другие варианты, например испарение и разложение какого-либо летучего соединения натрия (NaOH, NaC и т.п.). Это летучее соединение может быть либо растворенным в водяном льде, либо входить в состав пылинок. Сероуглерод — относительно новое открытие в кометной спектроскопии. Парадоксально, но, по-видимому, это единственное вещество в кометных атмосферах, которое не нуждается в родительской молекуле.

После открытия цианистого метила и синильной кислоты идея присутствия в ядрах комет сложных веществ становится популярной. Дельзем (1975б) сопоставил состав кометных атмосфер с составом межзвездной среды, метеоритов (хондритов), лунных пород и метеоритов. Он предложил, список веществ для поиска в атмосферах комет и оценил относительное обилие (десятичный логарифм числа) этих молекул: обилие CO_2^+ принято равным 10. На втором месте (обилие = 8) находятся CO_2 и S_2 , а также H_2CS , на третьем (обилие = 7) следующие соединения: CH_3CN , HNCO , CS , $\text{HCO} \cdot \text{OH}$, $\text{CH}_3 \cdot \text{CN} \cdot \text{O}$; на четвертом (обилие = 6) еще более длинный список: $\text{NH}_2 \cdot \text{COH}$, $(\text{CH}_3)_2\text{NH}$, HCOOH , $\text{CH}_3 \cdot \text{NH} \cdot \text{NH}_2$, C_4 , SO , $\text{CH} \cdot \text{C} \cdot \text{CN}$, C_4H_8 , NH_2COOH , Sc^+ . Обилие 5 Дельзем приписал следующим веществам: Fe , OCS , $\text{NH}_2 \cdot \text{COOH}$, а обилие 4 — бензолу C_6H_6 , металлам: Cr , Cr^+ , Mn , Ni , Ni^+ , Co , Co^+ , Cu , Cu^+ , Ti^+ , Fe^+ и $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$.

Разбирая затем пути образования основных кометных радикалов, Дельзем приходит к тому же выводу, что и мы (Шульман, 1972а, б), а именно: существование в ядрах комет значительных количеств CO^+ и N_2^+ маловероятно, вероятнее происхождение CO^+ и N_2^+ из других, более сложных молекул.

В качестве возможных источников амина и имида Дельзем предлагает гидросиламин NH_2OH , формамид NH_2CONH_2 , мочевины $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$, и глицин $\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}$. Причем амины считаются источником аминорадикала, а источником аминорадикала NH_2 Дельзем считает все-таки аммиак. Источником CN и C_2 считаются ацетилен, однако принимается вероятность высших олефинов и ароматических углеводородов. C_3 , по мнению Дельзема, происходит путем распада диазометилацетилена $\text{C}_2\text{H}_3\text{CN}_2$ или замещенных высших углеводородов ацетиленового ряда.

К работам по реконструкции химического состава кометных ядер на основе спектральной информации примыкают работы Каймакова и Шаркова (1971а), Каймакова (1974), Каймакова и Матвеева (1977, 1979), Добровольского и др. (1977), учитывающие результаты лабораторного моделирования сублимации кометных льдов. Выводы этой школы исследователей совпадают с выводами нашей работы (Шульман, 1972а, б).

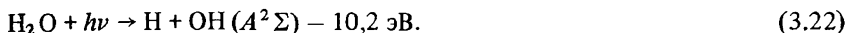
§ 3.2. Химические реакции в атмосферах комет

Реконструируя химический состав кометных ядер по спектрам атмосфер, необходимо изучить все возможные цепочки реакций фотодиссоциации, фотоионизации, ударной диссоциации и ионизации протонами и электронами, а также процессы перезарядки предполагаемых родительских молекул. Сводку фотопревращений ряда сложных молекул дал Джексон (1976).

Вода. Под действием ультрафиолетового излучения в диапазоне 150–200 нм распадается по одному из трех каналов:



Лайман-альфа-излучение может вызывать фотодиссоциацию

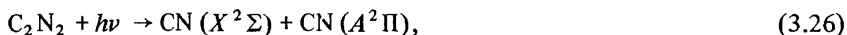


Синильная кислота фотодиссоциирует по одному из трех каналов,



под действием излучения в диапазоне длин волн 120–200 нм.

Дициан. Возможны следующие процессы фотодиссоциации при $\lambda = 150\text{--}200$ нм:



Аммиак. Джексон считает главным каналом его фотодиссоциации реакцию



Ацетилен. Для фотодиссоциации наиболее существенна также область 150–200 нм. Сначала образуется долгоживущая возбужденная молекула ацетилена



которая затем может дать начало росту полимерных цепочек и образованию пылинок (Шульман, 1970б, 1972а, б). Возможен также фотолиз возбужденного ацетилена



причем сечение фотодиссоциации максимально при энергии фотона 8,10 эВ (153 нм). Следовательно, в каждом акте фотодиссоциации ее продуктам, главным образом атому водорода, достается энергия 2,72 эВ.

Стиф и де Карло (1965а, б) обратили внимание на двухстадийный характер процесса (3.30), (3.31). Из наблюдений, как считали Стиф и де Карло, следует (мы знаем теперь, что это не так), что C_2 — радикал первого, а не второго поколения. Был предложен одностадийный процесс распада ацетилена



однако этот процесс не подходит для комет, так как радикал C_2 рождается в синглетном состоянии, а полосы Свана обусловлены резонансной флуо-

ресценцией бикарбона в основном триплетном состоянии $X^3\Pi_u$. Рождение бикарбона в триплетном состоянии по реакции (3.32) запрещено по спину.

Ф о р м а л ь д е г и д. Эффективно диссоциирует в поле радиации от 250 до 350 нм. Возможны две реакции:



Формальдегид обладает очень малым временем жизни в поле солнечной радиации. В процессе (3.33) происходит фотодиссоциативный нагрев газа, поскольку от 3,8 до 4,8 эВ распределяется между продуктами реакции.

И м и н о к а р б о н и л. Эта молекула имеет две ультрафиолетовые полосы поглощения с фотодиссоциацией. В первом континууме (200–230 нм) происходит диссоциация



Максимум поглощения приходится на фотоны с энергией 6,2 эВ, так что обе реакции способны вызвать интенсивный нагрев газа. Во втором континууме (150–200 нм) происходят те же реакции, но с образованием возбужденных продуктов.

М е т а н. Джексон считает (по нашему мнению, ошибочно), что метан – весьма обильное вещество в ядрах комет. Для его фотодиссоциации требуется излучение в линии лайман-альфа. При этом возможно отделение как атома, так и молекулы водорода.

М у р а в ь и н а я к и с л о т а. Возможны следующие процессы фотодиссоциации угольной кислоты:



Джексон обращает внимание на малый энергетический эффект реакций (3.37) и (3.38), а также на то, что реакции эти, происходящие под действием фотонов в диапазоне 150–200 нм, вводят в продукты ~8 эВ. Реакция (3.38) дает высоковозбужденную окись углерода, способную к ионизации с порогом всего 6 эВ. Таким образом, муравьиная кислота в качестве родительской молекулы выглядит очень привлекательно.

М е т и л ц и а н (ацетонитрил). В поле ультрафиолетовой радиации диссоциирует по схеме



Эти реакции плохо изучены в лаборатории, однако вторая из них заведомо происходит в кометных атмосферах.

Ф о р м а м и д. В лаборатории разлагался под действием излучения длинной волны 206 нм. При этом происходили реакции

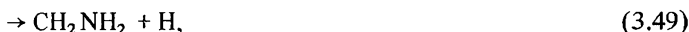


М е т и л о в ы й с п и р т. Диссоциирует под действием излучения в диапазоне 150–200 нм по следующим каналам:

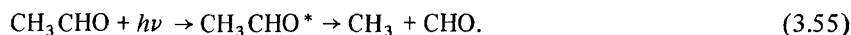


Есть, однако, подозрение, что все эти реакции не являются актами фотодиссоциации, а происходят путем преддиссоциации высоковозбужденных молекул метилового спирта при столкновениях.

М е т и л а м и н. Исследована фотохимия метиламина в диапазоне длин волн 200–250 нм. Обнаружено шесть каналов фотодиссоциации, из которых первый обладает наибольшей (0,75) вероятностью:



У к с у с н ы й а л ь д е г и д. Под действием ультрафиолетового излучения происходят следующие процессы:



Реакция (3.54) обладает практически нулевым энергетическим эффектом, потому продукты уносят ~5 эВ.

М е т и л а ц е т и л е н. Способен к фотопревращениям по реакциям (3.11), (3.12) и (3.13). Конечным продуктом распада является C_3 .

Все перечисленные реакции являются реакциями фотораспада. Реакции других типов применительно к кометам рассматриваются начиная с работы Бирмана и Треффтц (1964). Айкин (1974) показал, что во внутренней части головы может образоваться ион оксония:



Затем Оппенгеймер (1975, 1976) и Симидзу (1975) рассмотрели многочисленные вероятные реакции в атмосферах комет. Из работ Оппенгеймера следовал вывод, что ядро кометы состоит из простейших веществ списка Уиппла, а более сложные молекулы образуются непосредственно в атмосфере в ходе реакции обмена, например



Оппенгеймер не учитывал фотохимические процессы, а также то, что каждая молекула, пройдя всю атмосферу, испытает конечное (и довольно малое) число столкновений (см. Добровольский, 1955), поэтому данный вывод сомнителен. Скорости газозависимых реакций, пропорциональные квадрату плотности атмосферы, должны изменяться с нуклео- и гелиоцентрическим

расстояниями по закону (если реагируют первичные молекулы)

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n_1 n_2 \sim r^{-6} R^{-16/3}, \quad (3.58)$$

где n — плотность продукта реакции соединения, n_1 и n_2 — плотности реагентов, α — коэффициент скорости, зависящий от сечения и средней относительной скорости молекул-реагентов, R и r — нуклео- и гелиоцентрическое расстояния. При фотодиссоциации

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n \sim r^{-4} R^{-2}, \quad (3.59)$$

где β — вероятность фотопроцесса, пропорциональная сечению и потоку фотонов требуемой энергии.

Ясно, что только (3.59) дает наблюдаемое распределение плотности в головах комет и ее гелиоцентрический ход.

Многочисленные химические реакции в атмосфере кометы рассмотрел Симидзу (1975). Симидзу принял в качестве состава ядра кометы смесь H_2O , CO_2 , CO и N_2 . Так как подобная смесь не может дать ничего, кроме H_2O^+ , OH , CO^+ и CO_2^+ , N_2^+ , то были рассмотрены также превращения органических молекул: C_2H_2 , C_3H_4 , HCN , CH_3CN . Он рассмотрел три варианта химического состава кометных ядер: метано-аммиачный лед (H_2O , CH_4 , NH_3), лед с моноокисью углерода и азотом, сухой лед (чистая двуокись углерода).

Таблица 3.4

Плотность родительских молекул у поверхности ядра кометы по Митчеллу, Прасаду и Хантрессу (1981), cm^{-3}

Родительское вещество	Варианты химического состава			
	1	2	3	4
H_2O	2,5 (12)	3,6 (12)	2,6 (12)	3,6 (12)
CO_2	1,5 (12)	6,0 (11)	1,5 (12)	1,0 (11)
CH_4	5,6 (11)	3,0 (11)	5,6 (11)	3,0 (11)
NH_3	5,6 (11)	6,0 (11)	1,0 (8)	4,0 (8)
N_2		3,0 (11)	5,6 (11)	9,0 (11)
CO		3,0 (11)		8,0 (11)
CH_3OH		4,8 (10)		4,8 (10)
NO		6,0 (10)		6,0 (10)
HCN		6,0 (9)		6,0 (9)
O_2		6,0 (10)		6,0 (10)
C_2H_2		3,6 (9)		3,6 (9)
H_2CO		4,8 (9)		4,8 (9)
C_2H_4		3,6 (9)		3,6 (9)
C_3H_4		1,2 (9)		1,2 (9)
HC_3N		1,2 (9)		1,2 (9)
CH_3CN		1,2 (9)		1,2 (9)

Примечание: в скобках указан показатель степени — десятичный порядок числа.

Химии кометных атмосфер посвящены также работы Жигера и Хюбнера (1978), Хюбнера (1977, 1981), Хюбнера и Жигера (1980) и наиболее обстоятельные из всех работы Митчелла, Прасада и Хантресса (1981) и Свифта и Митчелла (1981). В первой из них рассмотрены 1192 реакции 128 различных веществ. Полученное в результате соотношение потоков наблюдаемых радикалов можно сравнить с наблюдениями, проверив тем самым исходное предположение о химическом составе ядра. Принятые четыре варианта состава ядра приводятся в табл. 3.4.

Свифт и Митчелл (1981) химический состав ядра (4) применяют к исследованию вариаций состава атмосферы с гелиоцентрическим расстоянием. Расчет картины течения и пространственного распределения различных веществ производился в рамках простейшей модели, уравнения которого имеют вид

$$r^{-2} \frac{d}{dr} (n_i u r^2) = Q_i - L_i, \quad (3.60)$$

где n_i — объемная плотность i -го вещества, u — скорость течения (одинаковая для всех веществ), r — расстояние от центра ядра, Q_i — суммарный источник вещества, L_i — суммарный сток. В выражения для мощности источника и стока входят члены, учитывающие фотодиссоциацию, ионизацию и различные химические реакции с участием данного компонента атмосферы.

Результаты расчета на основании исходных данных, воспроизведенных в табл. 3.4, показаны в табл. 3.5.

Для сравнения авторы нашли средний по шести кометам поток C_2 , C_3 и CN, приняли гипотезу, что обилие CN и N_2 соответственно составляет 1,5 и 3% от обилия C_2 и взяли в качестве обилия OH наблюдаемое значение для кометы Веста при $r_k = 0,89$ а.е. В усреднении потока участвовали кометы Когоутека, Веста, Брэдфилда, Григга—Шелеруппа, Хонда—Камураи. Таким образом, из наблюдений был "синтезирован" следующий набор газопроизводительностей кометной атмосферы (частиц в секунду по всей поверхности):

C_2	$2,7 \cdot 10^{31}$,
C_3	$5,1 \cdot 10^{31}$,
CN	$\sim 4 \cdot 10^{29}$,
CN	$1,1 \cdot 10^{31}$,
NH_2	$\sim 8 \cdot 10^{29}$,
OH	$2,6 \cdot 10^{34}$.

Сравнивая результаты расчета с "наблюдаемыми" потоками, видим следующее. Во-первых, весь набор наблюдаемых радикалов образуется в атмосфере при любом химическом составе ядра, даже если брать в качестве исходного состава смесь Уиппла. Во-вторых, чтобы приблизить расчетные обилия к наблюдаемым, необходимо предполагать пониженное содержание аммиака, как в варианте 3. В-третьих, принятый химический состав во всех вариантах не может обеспечить наблюдаемое соотношение обилий C_3 и C_2 .

Таблица 3.5

Расчетные потоки наблюдаемых радикалов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Радикал	Поток			
	1	2	3	4
C_2	7,8 (29)	6,4 (30)	9,0 (29)	6,4 (30)
C_3	3,5 (27)	8,1 (29)	4,9 (27)	7,7 (28)
CH	3,7 (29)	3,2 (29)	2,9 (29)	3,2 (29)
CN	2,8 (30)	9,0 (31)	7,8 (28)	1,2 (31)
NH_2	1,4 (33)	1,5 (33)	2,6 (29)	1,0 (30)
OH	2,0 (34)	2,9 (34)	2,0 (34)	3,0 (34)

Сказанное позволяет сделать довольно пессимистический вывод о реконструкции химического состава ядра в рассматриваемых работах по газофазным реакциям в атмосфере комет. Сама модель атмосферы, несмотря на обилие уравнений, является сильно упрощенной. Не учитывается энергетический эффект реакций, не рассматриваются процессы релаксации, поэтому с точки зрения газодинамики модель является довольно грубой.

Нуждается в более глубокой проработке процедура сравнения расчета химического состава атмосферы с наблюдениями. Теория, претендующая на реконструкцию химического состава ядра, должна давать не только правильные значения интегральных потоков отдельных радикалов, но и правильное распределение их в пространстве и правильное изменение обилий с гелиоцентрическим расстоянием. Данные замечания можно в равной мере отнести ко всем работам по газофазной химии кометных атмосфер.

Общий вывод, который можно сделать на основании работ по газофазной химии комет, таков. Одно и то же соотношение интегральных потоков наблюдаемых радикалов может быть получено из различных исходных веществ. Неоднозначность существенно уменьшается, если стремиться получить не только интегральные потоки, но и пространственное распределение плотности, а также развитие спектра с изменением гелиоцентрического расстояния. Совершенно очевидно, что один и тот же радикал будет распределен в пространстве совершенно различным образом в зависимости от своей генеалогии. Кроме того, скорость его генерации будет по-разному зависеть от гелиоцентрического расстояния, давая различный закон изменения интегрального монохроматического блеска.

§ 3.3. Космогонический подход к проблеме состава кометных ядер

Единого взгляда на происхождение комет до сих пор не существует. Среди многочисленных гипотез о происхождении комет и их вариантов можно выделить следующие основные:

1. Гипотеза о межзвездном происхождении комет, восходящая к Лапласу и разрабатываемая поньше Радзиевским и Томановым (1973) и Томановым (1973а, б, 1975, 1976а, б). Эта гипотеза противоречит нескольким наблюдательным фактам: отсутствию комет с резко выраженными гиперболическими орбитами, полностью соответствующее солнечному изотоп-

ное отношение C^{12}/C^{13} , нормальный возраст метеоритов, не дающий повод подозревать их происхождение вне Солнечной системы. О'Делл рассмотрел (1973) рост кометного ядра из отдельных пылинок, покрытых слоем конденсата, на расстоянии 10^4-10^5 а.е. от Солнца, однако не получил оценку времени роста ядра до требуемых размеров.

2. Гипотеза захвата комет из облака Оорта (1950, 1951, 1963). Оорт не делал существенного различия между кометами и астероидами, считая, что и те и другие — результат распада гипотетической планеты, обращавшейся между Марсом и Юпитером. Окончательно доказанное в настоящее время физическое различие между кометами и астероидами позволяет отвергнуть этот вариант гипотезы Оорта.

3. Гипотеза о реликтовой природе комет. Эта гипотеза принадлежит Камерону (1973), считавшему, что ядра комет формируются на ранней стадии эволюции Солнечной системы из первичного протозвездного газопылевого облака. Эту гипотезу развили Хиллс (1973) и Шульман (1983).

4. Гипотеза об эруптивном происхождении комет. Выдвинута Лагранжем, предполагавшим выброс комет непосредственно из планет-гигантов. Развивая эту гипотезу, Всехсвятский обнаружил факт затухания комет (1927, 1930) и внес в саму гипотезу новый элемент, предложив извержение комет не с самих планет, а с их спутников (1953, 1967б) — тел с гораздо более слабой гравитацией. Эруптивная гипотеза многократно подвергалась критике с различных позиций. Весьма серьезное возражение против эруптивной гипотезы — отсутствие реального физического механизма, способного выбросить в космос километровый осколок ледяной поверхности спутника планеты поколебало открытие действующего мощного вулкана на спутнике Юпитера Ио. Механизм и источник энергии для выброса указал Дробышевский (1979а, б, 1980а, б). Согласно Дробышевскому в ледяных или обогащенных льдами недрах спутников планет при движении их в магнитном поле Юпитера и Сатурна происходит электролиз воды с накоплением продуктов, способных к взрыву по достижении критической массы.

5. Гипотеза Альвена и Аррениуса (1979) о рождении комет в метеорных потоках (см. также Ип (1974), Ип и Мендис (1974)). Очевидное противоречие с наблюдательными данными о физико-химической природе кометных ядер заставляет отнестись к этой гипотезе скептически.

Существуют и другие гипотезы (обзор их см. в книге Фернандеса и Йоккерса (1982)), например гипотеза Давыдова (1981) о возникновении комет при приливном разрушении астероидов, содержащих внутри лед, которая сразу же выдвигает вопрос о происхождении самих этих астероидов. Для дальнейшего обсуждения выберем гипотезу о реликтовой природе комет, образовавшихся вместе со всей Солнечной системой, и гипотезу об эруптивном происхождении комет путем взрыва продуктов электролиза на спутниках планет-гигантов.

Если справедлива первая гипотеза, то ядра комет образовались в протопланетной среде путем конденсации пересыщенных паров отдельных веществ на различных зародыщах (пылинки, ионы) и коагуляции частиц, образовавшихся в процессе конденсации.

Расшифровку этой довольно сложной картины мы начнем с решения относительно более простой задачи о конденсации газовой смеси. Рассмотрим

рим плоский элемент ледяной поверхности, над которым находится смесь различных газов. Состояние поверхности характеризуем коэффициентами распределения S_i , представляющими долю поверхности, занятую i -м веществом. Очевидно, что

$$\sum_i S_i = 1. \quad (3.61)$$

Газовая смесь над льдом смешанного химического состава характеризуется, как обычно, набором парциальных давлений различных газов p_i . Сами газовые молекулы характеризуем сечениями σ_i , определяющими площадь, занимаемую на поверхности молекулой i -го вещества. Взаимодействие с поверхностью характеризуем матрицей коэффициентов прилипания α_j^i молекулы i -го сорта при попадании ее на участок, занятый молекулами j -го сорта. Процесс сублимации льда характеризуем матрицей k квазидавлений насыщения

$$\tilde{p}_j^i = \exp \{ A_j^i - B_j^i/T \}, \quad (3.62)$$

где A_j^i и B_j^i – величины, зависящие от сортов молекул и слабо зависящие от температуры поверхности T . Квазидавления определены так, что поток молекул i -го сорта, осевших на подслои молекул j -го сорта, может быть вычислен по формуле

$$Z_j^i = \frac{\tilde{p}_j^i}{\sqrt{2\pi m_i kT}}, \quad (3.63)$$

где m_i – масса сублимирующих молекул. В случае однокомпонентного льда и газа квазидавление есть давление насыщенных паров.

Пусть полное число молекул i -го сорта в твердой фазе равно ν_i , тогда

$$\frac{d\nu_i}{dt} = \frac{p_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \sum_j \alpha_j^i S_j - \frac{S_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \sum_j \tilde{p}_j^i S_j, \quad (3.64)$$

где суммы в правой части этого уравнения берутся по всем компонентам. Коэффициенты распределения поверхности между компонентами подчиняются системе дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} = & \frac{p_i \sigma_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \sum_{j \neq i} \alpha_j^i S_j - \frac{\sigma_i S_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \sum_{j \neq i} \tilde{p}_j^i S_j + \\ & + S_j \sum_{j \neq i} \frac{\tilde{p}_j^i \sigma_j S_j}{\sqrt{2\pi m_j kT}} - S_i \sum_{j \neq i} \frac{p_j \sigma_j \alpha_i^j}{\sqrt{2\pi m_j kT}}, \end{aligned} \quad (3.65)$$

куда, в отличие от (3.64), входят четыре суммы, из которых исключены слагаемые, соответствующие $j = i$.

Химический состав ядра, сформированного в результате протекания перечисленных процессов можно ввести двояким образом. Доля атомов i -го вещества, усредненная по объему ядра, т.е. средний химический состав, очевидно, определяется выражением

$$\bar{x}_i = \frac{\nu_i}{\sum_i \nu_i}, \quad (3.66)$$

С другой стороны, химический состав поверхности (мгновенный химсостав) определяется коэффициентами распределения

$$x_i = \frac{S_i}{\sigma_i} / \sum_i \left(\frac{S_i}{\sigma_i} \right). \quad (3.67)$$

Задача определения химического состава ядра не может быть в общем случае решена только на основании системы уравнений (3.64–3.65). Ее необходимо доопределить уравнениями, описывающими баланс вещества в газовой фазе и баланс энергии растущего ядра кометы. Относительно баланса в газовой фазе возможны два крайних предположения: парциальные давления отдельных газов останутся все время постоянными (первый предельный случай – неограниченный запас конденсирующихся газов) и конденсация происходит с сохранением общего числа частиц в твердой и газовой фазах (второй предельный случай – конденсация в замкнутом объеме). В первом случае дополнительное условие имеет вид

$$p_i \approx \text{const}, \quad (3.68)$$

а во втором –

$$\frac{dp_i}{dt} = - \frac{dv_i}{dt} kT S_{\text{конд}}, \quad (3.69)$$

где $S_{\text{конд}}$ – суммарная поверхность конденсации в единице объема.

В рассматриваемом здесь варианте формирования кометных ядер газы протопланетного облака в ходе его постепенного остывания конденсировались на зародышах, роль которых играли пылинки облака. В этом молекулярном облаке, называемом еще первичной туманностью, присутствовали все вещества списка Уиппла и многие другие молекулы, обнаруженные в межзвездной среде. Для анализа картины конденсации на основе только что сформулированных уравнений рассмотрим физические параметры молекул списка Уиппла (см. табл. 3.6). С их помощью для каждой температуры облака можно рассчитать давление насыщенного пара и соответствующую ему плотность насыщения $n_{\text{нас}} = p_{\text{нас}}/kT$. В табл. 3.7 приведены величины $\lg n_{\text{нас}}$.

Из этой таблицы следует, что все перечисленные вещества термодинамически несовместимы, т.е. не могут конденсироваться совместно, образуя твердый раствор. Кроме молекулярного водорода, не способного к кон-

Таблица 3.6

Параметры молекул смеси Уиппла

Молекула	Радиус, A	A_j	B_i	$A_i - A_0$	$B_i - B_0$
H_2O	1,44	13,5	2658	0	0
NH_3	1,54	13,13083	1630,7	0,03692	-1027,3
CO_2	1,62	13,0331	1367,3	0,4669	-1290,7
CH_4	1,62	10,1432	477,46	3,3568	-2180,54

Примечание: в качестве радиусов молекул взяты (не совсем строго) кинетические радиусы по справочнику Барона и др. (1983), константы изотермы сублимации A и B взяты по Никольскому (1971).

Таблица 3.7

Плотность насыщающих паров веществ списка Уиппла при различных температурах

T, К	Десятичный логарифм плотности, выраженной в см ⁻³ .			
	H ₂ O	NH ₃	CO ₂	CH ₄
30	-60,72	-26,84	-18,16	8,91
40	-38,69	-13,38	-6,89	12,76
50	-25,50	-5,32	-0,15	15,05
60	-16,72	0,03	4,33	16,57
70	-10,46	3,85	7,51	17,64
80	-5,77	6,70	9,90	18,43
90	-2,13	8,92	11,75	19,04
100	0,78	10,68	13,22	19,53
110	3,15	12,12	14,42	19,92
120	5,13	13,33	15,42	20,24
130	6,80	14,33	16,26	20,52
140	8,23	15,20	16,98	20,75
150	9,46	15,94	17,60	20,94
160	10,54	16,60	18,14	21,11
170	11,49	17,17	18,62	21,26

денсации в рассматриваемых условиях, доминирующим веществом является водяной пар с плотностью $n_0 \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В соответствии с распространенностью химических элементов аммиака и метана меньше. Эволюция первичной туманности проходила с понижением температуры, поэтому в любой момент времени в процессе конденсации конкурировали практически всего две молекулы, так как менее летучие вещества уже сконденсировались раньше, а более летучие еще не начали конденсироваться.

Обозначив индексом "0" более обильное вещество, а индексом "1" — менее обильное, но более летучее, преобразуем (3.64) к виду

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{(1 - S_1) \sigma_1}{\sqrt{2\pi m_1 kT}} (p_1 - \tilde{p}_1^1 S_1) - \frac{S_1 \sigma_0}{\sqrt{2\pi m_0 kT}} (p_0 - (1 - S_1) \tilde{p}_1^0). \quad (3.70)$$

Из физических соображений очевидно, что $S_1 \ll 1$, так как быстрее конденсируется менее летучее вещество. Это позволяет получить приближенное выражение для S_1 , определяющее асимптотически химический состав конденсата. Имеем

$$S_1 \approx p_1 \left/ \left(p_1 + \tilde{p}_1^1 + \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \sqrt{\frac{m_1}{m_0}} (p_0 - \tilde{p}_1^0) \right) \right. \quad (3.71)$$

Заметим, что установление равновесного химсостава происходит без прекращения конденсации, т.е. конденсация в пропорции, предписанной уравнением (3.71) будет происходить до достижения фазового равновесия, т.е. до прекращения пересыщения конденсирующегося газа.

Соотношение (3.71) показывает, что при достаточно низкой температуре газы смеси конденсируются пропорционально их парциальным давлениям в газовой фазе, однако вследствие термодинамической несовместимости получается не твердый раствор, а эвтектика. Таким образом при $T \rightarrow 0$ имеем асимптотику

$$S_1 \approx p_1 \sqrt{\frac{\sigma_1}{m_1}} \left/ \left(p_0 \sqrt{\frac{\sigma_0}{m_0}} + p_1 \sqrt{\frac{\sigma_1}{m_1}} \right) \right. \quad (3.72)$$

С другой стороны, при температуре, не позволяющей пренебречь давлениями насыщенных паров \tilde{p}_0^1 и \tilde{p}_1^0 по сравнению с p_1 имеем другую асимптотику

$$S_1 \approx p_1 / \tilde{p}_0^1 \quad (3.73)$$

Последнее выражение описывает явление криозахвата, когда основное вещество способствует конденсации менее обильного, но более летучего "компаньона".

Термодинамическая несовместимость компонент смеси Уиппла с водяным паром и между собой приводит к тому, что в процессе неравновесной конденсации сначала переходит в твердую фазу водяной пар, захватывающий некоторое количество аммиака. Этот процесс идет в диапазоне температуры от 150 К до 100 К. Остывание первичной туманности до 80–90 К сопровождается конденсацией аммиака, однако скорость конденсации аммиака замедляет коагуляция частиц в более крупные, уменьшающая общую поверхность конденсации. Затем в диапазоне температуры 60–90 К конденсируется углекислый газ. Труднее всего сконденсировать метан и моноокись углерода. Описанный процесс порождает микророльдинку, в центре которой находится пылинка-зародыш, окруженная слоями льдов различных веществ в порядке повышения летучести.

Не ставя перед собой задачу полной разработки космогонии комет, попытаемся проанализировать отдельные детали космогонического процесса: рост микророльдинки в протопланетном облаке и их последующую коагуляцию. В общем случае оба процесса протекают параллельно и описываются в некотором приближении кинетическим уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d \langle v^2 \rangle}{dt} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} + \frac{da}{dt} \frac{\partial f}{\partial a} &= n_* \delta(t) F_0(a) + \\ &+ \frac{n_0}{\tau_i} \delta(a) + f \{ \sigma(a_1, a_2) | \vec{v}_2 - \vec{v}_1 | f(\vec{v}_1, a_1) \times \\ &\times f(\vec{v}_2, a) W \left(\begin{array}{c} \vec{v}_1, a_1 \\ \vec{v}_2, a_2 \end{array} \middle| \vec{v}, a \right) \} d^3 \vec{v}_1 d^3 \vec{v}_2 da_1 da_2 - \\ &- f(\vec{v}, a) f \sigma(a, a_1) | \vec{v}_1 - \vec{v} | f(\vec{v}_1, a) d^3 \vec{v}_1 da_1, \end{aligned} \quad (3.74)$$

где f — функция распределения кометных протоядер по скоростям и радиусам (предполагается сферическая форма). Второй член в левой части описывает брауновское ускорение растущего ядра, третий описывает рост ядра путем конденсации, a — радиус протоядра кометы. Первый член в правой части — мощность источника твердых частиц в качестве центров

конденсации. Формально считается, что источник "включился" в начальный момент времени $t = 0$, n_* — полное число твердых частиц в единице объема, $F_0(a)$ — их функция распределения по размерам, нормированная на единицу:

$$\int_0^{\infty} F_0(a) da = 1. \quad (3.75)$$

Второй член в правой части описывает мощность другого источника центров конденсации — ионизацию с характерным временем τ_i молекул и атомов, общая плотность которых в нейтральном состоянии n_0 . Третий член в правой части (3.74) описывает рост фазовой плотности протоядер путем коагуляции, $\sigma(a_1, a_2)$ — сечение неупругого столкновения:

$$\sigma(a_1, a_2) = \pi(a_1 + a_2)^2. \quad (3.76)$$

Символ $W\left(\begin{matrix} \vec{v}_1, a_1 \\ \vec{v}_2, a_2 \end{matrix} \middle| \vec{v}, a\right)$ — вероятность того, что в результате столкновения протоядер, скорости и радиусы которых до соударения соответственно были равны \vec{v}_1, a_1 и \vec{v}_2, a_2 , после соударения образуется протоядро, скорость и радиус которого равны v и a . Если предположить, что в результате столкновения происходит слияние протоядер с последующей деформацией поверхности к изостазису, то

$$\begin{aligned} W\left(\begin{matrix} \vec{v}_1, a_1 \\ \vec{v}_2, a_2 \end{matrix} \middle| \vec{v}, a\right) &= \\ &= 3(a_1^3 + a_2^3)^{\frac{11}{3}} \delta(a^3 \vec{v} - a_1^3 \vec{v}_1 - a_2^3 \vec{v}_2) \delta(a^3 - a_1^3 - a_2^3). \end{aligned} \quad (3.77)$$

Эта функция также удовлетворяет условию нормировки

$$\iint W(\vec{v}, a) a^3 \vec{v} da = 1. \quad (3.78)$$

Символом $\delta(x)$ всюду обозначена дельта-функция Дирака. Наконец, последний член в правой части (3.74) — убыль фазовой плотности протоядер из-за столкновений, каждое из которых переводит протоядро из окрестности точки (\vec{v}, a) в какую-либо другую точку фазового пространства.

Несмотря на свою сложность, уравнение (3.74) может рассматриваться только в качестве довольно грубого приближения. В нем не учтены: неоднородность среды, солнечное притяжение и самогравитация, коагуляция пылевых частиц (без конденсации), лучевое давление и эффект Пойнтинга—Робертсона, влияние собственного гравитационного поля протоядер на сечение их столкновения, влияние их вращения и процесс раскрутки, движение многокомпонентной газовой составляющей первичной туманности и перенос излучения в ней. Для полного описания всего космогонического процесса следовало бы написать аналогичные (3.74) уравнения для пыли и для газовой составляющей, выписав в них опущенные в (3.74) члены, учитывающие неоднородность и ускорение частиц. Кроме кинетических уравнений для вещества необходимо дополнить систему уравнением переноса излучения. Реализация подобной программы привела бы к детальной разработке космогонической проблемы, от чего мы сознательно отказываемся.

Считаем, что уравнение (3.74) записано в сопутствующей системе отсчета для достаточно далекой от Солнца области, чтобы пренебречь возникающими при этом силами инерции. Это в некоторой степени оправдывает отсутствие конвективных членов в (3.74) и членов с ускорением. Брауновское ускорение в дальнейшем также рассматривать не будем, считая в оценках, что растущее протоядро успевает релаксировать к окружающей среде.

Воспользуемся уравнением (3.74), чтобы получить простейшие представления о процессе образования ядра кометы. Для этого нам придется пойти на дальнейшее огрубление подхода к задаче. Считаем, что все пылинки, на которых происходит конденсация паров воды, одинаковы по размерам, т.е.

$$F_0(a) = \delta(a - a_*). \quad (3.79)$$

Это предположение заведомо неверно, так как противоречит наблюдениям метеорных явлений. Однако в данном случае это огрубление допустимо, так как мы знаем, каким образом обобщить результат на произвольное распределение начальных радиусов частиц.

Второе допущение состоит в разделении процессов конденсации и коагуляции. Как будет подтверждено оценками, конденсация идет со значительным опережением, поэтому вместо сложного уравнения (3.74) можно рассмотреть два более простых, опустив сначала столкновительные члены, а затем конденсационные. Решение бесстолкновительного кинетического уравнения легко получить, проинтегрировав уравнение роста пылинки за счет намерзания на ней молекул воды. Уравнение роста имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{\text{л}} \right) = 4 \pi a^2 m_{\text{М}} \frac{p_{\text{М}} - p_{\text{с}}}{\sqrt{2 \pi m_{\text{М}} k T}}, \quad (3.80)$$

где $\rho_{\text{л}}$ — плотность льда H_2O , $m_{\text{М}}$ — масса молекулы воды, T — температура (считается одинаковой для газа и пылинки, результаты легко обобщаются на неравновесный случай), $p_{\text{М}}$ — давление паров воды в первичной туманности, $p_{\text{с}}$ — давление насыщенного пара воды при температуре пылинки. Истощение паров воды учтем с помощью закона сохранения

$$m_{\text{М}} \frac{dn_{\text{М}}}{dt} = - n_* \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{\text{л}} \right). \quad (3.81)$$

Элементарное интегрирование этого уравнения дает

$$n_{\text{М}} = n_0 - \frac{4}{3} \pi (a^3 - a_*^3) n_* \frac{\rho_{\text{л}}}{m_{\text{М}}}, \quad (3.82)$$

где n_0 — начальное значение плотности паров воды, a_* — радиус зародыша конденсации. Выполнив дифференцирование в левой части (3.80) и применив (3.82), после несложных преобразований можно получить

$$\frac{da}{dt} = \frac{4}{3} \pi n_* (a_{\infty}^3 - a^3) \sqrt{\frac{kT}{2 \pi m_{\text{М}}}}, \quad (3.83)$$

где введено обозначение

$$a_{\infty}^3 = a_*^3 + \frac{3 m_{\text{М}}}{4 \pi \rho_{\text{л}}} \frac{n_0 - n_{\text{с}}}{n_*}, \quad (3.84)$$

в котором

$$n_s = p_s/(kT) \quad (3.85)$$

– плотность насыщенных паров воды. По физическому смыслу a_∞ – максимально возможное значение радиуса микрорекристаллика льда, при котором дальнейший рост микрорекристаллика прекращается из-за истощения запаса водяного пара. Если ввести относительное содержание молекул воды

$$y_M = n_0/n_H \quad (3.86)$$

и аналогичную величину для насыщенной плотности

$$y_s = n_s/n_H, \quad (3.87)$$

а также массовое содержание пыли

$$z_\Pi = \frac{4}{3} \pi a_*^3 \rho_\Pi n_*/(m_H n_H), \quad (3.88)$$

где m_H и n_H – масса атома и плотность водорода в первичной туманности, можно получить удобное оценочное соотношение для предельного радиуса пылинки в виде

$$a_\infty = a_* \left(1 + \mu \frac{\rho_\Pi}{\rho_\Pi} \frac{y_M - y_s}{z_\Pi} \right)^{1/3}, \quad (3.89)$$

где μ – молекулярный вес воды.

Уравнение (3.82) приводится к безразмерному виду, если выбрать в качестве масштаба радиуса микрорекристаллика a_∞ , а в качестве масштаба времени величину

$$\tau_0 = \left(\frac{4}{3} \pi a_\infty^2 n_* \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_M}} \right)^{-1} = \frac{\rho_\Pi a_*^3}{z_\Pi m_H n_H a_\infty^2} \sqrt{\frac{2\pi m_M}{kT}}. \quad (3.90)$$

Безразмерное уравнение роста пылинки имеет вид

$$\frac{dx}{d\tau} = 1 - x^3 \quad (3.91)$$

и может быть проинтегрировано в элементарных функциях. Имеем

$$6 \frac{t - t_0}{\tau_0} = \ln \frac{1 + \frac{a}{a_\infty} + \left(\frac{a}{a_\infty} \right)^2}{\left(1 - \frac{a}{a_\infty} \right)^2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\arctg \frac{\frac{2a}{a_\infty} + 1}{\sqrt{3}} - \frac{\pi}{6} \right]. \quad (3.92)$$

В табл. 3.8 приводится результат табулирования этой функции.

Таким образом, пылинка вырастает примерно до предельного радиуса за время, в десять раз большее временного масштаба (3.90). В завершение получим соотношение для оценки времени коагуляции микрорекристалликов в более крупных образованиях. Очевидно, таковым будет время между двумя столкновениями микрорекристалликов

$$\tau_c = \frac{1}{\sigma n_* \langle v \rangle} = \frac{2\pi a_*^3 \rho_\Pi \sqrt{2\rho_\Pi}}{3z_\Pi m_H n_H \sqrt{3a_\infty kT}}. \quad (3.93)$$

Таблица 3.8

a/a_∞	$6 \frac{t-t_0}{\tau_0}$	a/a_∞	$6 \frac{t-t_0}{\tau_0}$	a/a_∞	$6 \frac{t-t_0}{\tau_0}$
0	0	0,4	1,7097	0,8	4,5088
0,05	0,1903	0,45	1,9647	0,85	5,1521
0,1	0,3864	0,5	2,2347	0,9	6,0293
0,15	0,5883	0,55	2,6232	0,95	7,4802
0,2	0,7966	0,6	2,8348	0,96	7,9394
0,25	1,0120	0,65	3,1763	0,97	8,5274
0,3	1,2351	0,7	3,5574	0,98	9,3509
0,35	1,4672	0,75	3,6931	0,99	10,7498

Прежде чем переходить к оценкам по формулам (3.89) и (3.93), (3.90), необходимо остановиться на выборе основных параметров протопланетного облака. Это самостоятельный сложный и в значительной мере дискуссионный вопрос. Состояние вопроса на уровне конца 70-х годов достаточно полно освещено в сборнике под редакцией Ривса (1976). Ряд более поздних работ Камерона (1973), Хиллса (1973), Камерона и Пайна (1973), Голдрейха и Уорда (1973), Кусака и др. (1970), Хаяси и Накагавы (1975), Гринберга Р. и др. (1978), Накагавы (1978), Вайденшиллинга (1980), Стюарта и Каулы (1980), Накагавы и др. (1981) посвящен скорее динамическому, чем химическому аспекту проблемы. Мы будем исходить в своих оценках из следующих представлений. Считаем, что большая часть атомов кислорода в зоне роста кометных ядер связана в молекулах воды, меньшая часть — в тугоплавких окислах кремния и металлов. Это сразу дает оценку $u_M \approx 10^{-3}$. Сложнее оценить массовую долю пылевой компоненты первичной туманности. Подоляк и Камерон (1974) дают оценку $z_{II} = 0,0034$ для зоны роста планет-гигантов. Эта оценка примерно соответствует предположению, что содержание тяжелых элементов в облаке такое же, как и на Солнце. Это предположение представляется необоснованным.

Рост кометных ядер, очевидно, возможен только на достаточно больших гелиоцентрических расстояниях, иначе станет отрицательной величина a_∞^3 . При

$$a_*^3 + \frac{3m_M}{4\pi\rho_{II}} \frac{n_0 - n_s}{n_*} < 0 \quad (3.94)$$

может происходить рост планет земной группы, астероидов, но не ядер комет. Смесь веществ, образующих Солнце, по сравнению с первичной туманностью обогащается тяжелыми элементами в процессе засоса наиболее крупных пылинок во внутренние части первичной туманности. Область образования кометных ядер, напротив, обеднена тяжелыми элементами за счет выметания наиболее мелкой фракции пыли в межзвездную среду и за счет выпадания наиболее крупной фракции на Солнце под действием эффекта Пойнтинга—Робертсона.

Оценка радиуса пылинки, для которой лучевое отталкивание и гравитационное притяжение компенсируются, дается выражением

$$a_* \approx 3 L'_\odot / (4GM'_\odot \rho_{II} c), \quad (3.95)$$

где L'_\odot и M'_\odot — соответственно светимость и масса протосолнца, c — скорость света. По расчетам Ларсона (1976) протозвезда, масса которой равна солнечной, после кратковременной вспышки светимости, слабеет на стадии приближения к главной последовательности до уровня 0,6 светимости Солнца. Принимая значения $\rho_{\text{п}} = 3 \text{ г/см}^3$, $L'_\odot/M'_\odot = 2 \text{ э/(г} \cdot \text{с)}$, получим $a_* \approx 10^{-4} \text{ см}$. Легко оценить, что масса всех частиц, радиус которых $a > a_*$, составляет примерно 10% от массы всей пыли. С другой стороны, часть пыли не участвовала в формировании кометных ядер из-за засасывания в протосолнце. Можно полагать, что в составе зародышей кометных ядер было примерно на два порядка меньше тяжелых элементов, чем их наблюдается сейчас на Солнце, т.е. $z_{\text{п}} \approx 10^{-5}$.

При сделанных предположениях получается

$$a_\infty \approx 19 a_* \quad (3.96)$$

Заметим, что верхняя оценка пылесодержания (по обилию тяжелых элементов на Солнце) $z_{\text{п}} \approx 10^{-3}$ приводит к радиусу микродлинки всего в пять раз меньшему. В обоих случаях лед H_2O образует основу будущего ядра кометы и его количество на два–четыре порядка превышает содержание минеральной составляющей.

Для оценки плотности первичной туманности в зоне питания кометных ядер воспользуемся данными работы Левина (1976), а также результатами Сафронова (1969, 1976). Распределение плотности в плоском протопланетном газопылевом диске определяется выражением

$$\rho_0 = 4\sigma_s/(v_x P), \quad (3.97)$$

где ρ_0 — плотность в плоскости симметрии диска, v_x — хаотическая ("турбулентная") скорость частиц, σ_s — поверхностная плотность вещества, P — период кеплеровского вращения на данном расстоянии от Солнца. По параметрам в статье Левина (1976)

$$\sigma_s = \sigma_0 R^{-2/3} = 2 \cdot 10^3 R^{-2/3} \text{ г/см}^2. \quad (3.98)$$

Хаотическая скорость не превышает гиперболическую скорость и, по-видимому, сравнима или меньше круговой скорости на том же расстоянии от Солнца. Так как турбулизация происходит при падении в плоскость диска вещества из первоначально шарообразного облака, то кинетическая энергия турбулентных движений должна быть сравнимой с потенциальной энергией вещества коллапсирующего облака. Потенциальная энергия однородного диска определяется выражением

$$U_g = -\frac{3\pi}{10} \frac{GM^2}{R}, \quad (3.99)$$

где M — полная масса диска, R — радиус. Потенциальная энергия однородно-го шара есть

$$U_{\text{ш}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (3.100)$$

При превращении шара в диск, выделяющаяся энергия переходит в тепло и энергию турбулентных движений. Для турбулентной скорости это

дает оценку

$$v_x \approx \sqrt{\frac{3(\pi - 2)GM}{10R}} \approx 0,6 \cdot \frac{2\pi RR_\oplus}{P} \quad (3.101)$$

Поскольку реально первичная туманность и на сферической и на дискообразной стадии неоднородна, за точность постоянного множителя в этом выражении ручаться нельзя. Можно, однако, заключить, что турбулентная скорость близка к круговой. В выражении (3.101) R — гелиоцентрическое расстояние в астрономических единицах, поэтому в выражении для круговой скорости появилась размерная величина R_\oplus — радиус земной орбиты в см.

Из предыдущего получаем оценку плотности атомов водорода в плоскости симметрии протопланетного диска

$$n_H \approx 10^{14} R^{-5/3} \text{ см}^{-3} \quad (3.102)$$

Время коагуляции микрорльдинок в ядра комет значительно превышает время образования самих микрорльдинок. Из (3.90) и (3.93) следует

$$\tau_c/\tau_0 = \frac{1}{3} \sqrt{N}, \quad (3.103)$$

где N — полное число молекул воды в микрорльдинке, которое можно оценить по формуле

$$N = \frac{4}{3} \pi a_\infty^3 \frac{\rho_l}{m_M} \approx 10^{20}, \quad (3.104)$$

следовательно, время коагуляции ядер комет на десять порядков больше времени конденсации воды.

Теперь в наших руках есть все необходимое, чтобы получить некоторые соображения (не очень строгие ввиду характера сделанных оценок) о процессе образования комет и их химической истории (Шульман, 1982а, б, в, 1983).

Подстановка принятых значений a_* , a_∞ и характерного времени коагуляции $\tau_c \approx 10^{15}$ с дает значение плотности водорода $n_H \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует гелиоцентрическому расстоянию $R \approx 90$ а.е. и температуре насыщения $T_H \approx 160$ К. Обычно в планетной космогонии на таких больших гелиоцентрических расстояниях рассматриваются гораздо более низкие температуры, составляющие единицы кельвинов (Ларсон, 1969). По нашему мнению, эти значения занижены, во-первых, из-за существования галактического рентгеновского фона, который не позволит веществу облака охладиться ниже 30 К (Пикельнер, 1967), и, во-вторых, из-за экзотермических реакций молизации и выделения тепла при конденсации. Часть энергии унесет инфракрасное излучение, однако другая часть, доставшаяся пылинкам и микрорльдинкам, будет передана молекулам газа.

Еще на высокотемпературных стадиях сжатия первичной туманности конденсируются все тугоплавкие вещества, при этом образуются пылинки из монокристалликов железа, оливинов, силикатов, различных комбинаций этих веществ, подробно рассмотренных Андерсом (1976). Углерод в первичной туманности связывается с кислородом, азотом и водородом в летучих соединениях, не способных к высокотемпературной конденсации.

Повышение плотности сжимающейся туманности приведет к молизации водорода и образованию молекул воды, связывающих большую часть кислорода. Свободный кислород в облаке практически полностью выгорает. Энергия реакции горения препятствует остыванию протопланетного облака. Однако температура газа в облаке постепенно понижается. Как только в периферийных частях облака температура упадет ниже температуры насыщения для паров воды, происходит практически мгновенное осушение газа туманности. Водяной пар и все термодинамически совместимые с ним по давлению насыщенных паров вещества немедленно конденсируются на твердых тугоплавких частицах.

Выше было показано, что размер пылевых частиц достигает $\sim 10^{-4}$ см. Разумеется, данную оценку не следует рассматривать как утверждение о монодисперсности пыли в первичной туманности. Пылинки растут в различных местах и начинают свой рост не одновременно, что обязательно должно привести к полидисперсности. По Камерону (1973), размеры частиц могут достигать 20 см. При всех условиях мелких частиц получится больше, чем крупных. Конденсация паров на метеоритных частицах будет происходить не во всем протопланетном облаке. Там, где температура слишком высока, дальнейшая эволюция пылевой компоненты идет в сторону образования

Таблица 3.9

Список тестируемых веществ и их сублимационные свойства

Вещество	Формула	A	B
1. Аллен	$H_2C_3H_2$	12,29	1375,6
2. Метилацетилен	CH_3C_2H	11,69	1376,6
3. Метилаллен	$H_2C_3HCH_3$	10,93	1387,4
4. Альдегид уксусной кислоты	CH_3COH	10,95	1447,4
5. Диметилацетилен	$CH_3C_2CH_3$	11,18	1541,0
6. Метиламин	CH_3NH_2	12,04	1577,0
7. Метилформиат	$HCOOCH_3$	11,23	1587,0
8. Азотисто-водородная кислота	HN_3	11,3	1643
9. Диацетилен	$(C_2H)_2$	12,51	1781,9
10. Ацетонитрил	CH_3CN	11,28	1838
11. Синильная кислота	HCN	12,5	1877
12. Этиловый спирт	C_2H_5OH	12,35	1890
13. Нитрометан	CH_3O_2N	11,24	1951,2
14. Метиловый спирт	CH_3OH	12,08	2049,2
15. Азотистый ангидрид	N_2O_3	13,42	2058
16. Уксусная кислота	CH_3COOH	11,63	2177,4
17. Азотная кислота	HNO_3	12,08	2280
18. Малейновый ангидрид	$C_4H_2O_3$	10,95	2420
19. Перекись водорода	H_2O_2	11,98	2534,7
20. Муравьиная кислота	$HCOOH$	15,61	3160
21. Азид аммония	NH_3HN_3	14,45	3428
22. Щавелевая кислота моноклинная	$C_2H_2O_4$	15,69	4875
23. Щавелевая кислота ромбическая	"	16,29	5130

Таблица 3.10

Плотность насыщающих паров веществ, существенно более летучих, чем вода

<i>T</i> , К	1	2	3	4	5	6
30	-19,16	-19,81	-20,92	-22,91	-25,80	-26,10
40	-7,83	-8,47	-9,49	-10,98	-13,09	-13,12
50	-1,04	-1,68	-2,65	-3,84	-5,48	-5,33
60	3,46	2,83	1,90	0,91	-0,42	-0,16
70	6,66	6,04	5,13	4,29	3,18	3,53
80	9,06	8,44	7,05	6,81	5,87	6,28
90	10,92	10,30	9,42	8,77	7,96	8,42
100	12,40	11,78	10,92	10,34	9,63	10,13
110	13,61	12,99	12,14	11,62	10,99	11,52
120	14,61	14,00	13,15	12,67	12,12	12,08
130	15,46	14,85	14,01	13,56	13,07	13,66
140	16,18	15,57	14,74	14,32	13,89	14,49
150	16,81	16,20	15,37	14,98	14,69	15,21
160	17,35	16,74	15,92	15,56	15,30	15,89
170	17,83	17,82	16,40	16,06	15,74	16,39

Примечание: цифры 1 – 6 в заголовке этой и последующих таблиц 3.11 – 3.13 означают номера веществ по таблице 3.9.

астероидов и планет. Микрольдинки, состоящие главным образом из льда H_2O , коагулируют в ядра комет. Процесс этот – быстрый этап в истории Солнечной системы и завершается формированием кометных ядер, которые, таким образом, можно считать самыми старыми телами Солнечной системы.

Протестируем на роль компонент кометного ядра 23 вещества (см. табл. 3.9), молекулы которых сложнее, чем в списке Уиппла.

В этой таблице константы A и B для вычисления десятичного логарифма давления насыщенного пара по формуле

$$\lg p = A - B/T \quad (3.105)$$

приведены по Никольскому (1965), Шумскому и др. (1967), где они в свою очередь заимствованы из Голланд-Мертена (1964). В большинстве случаев в литературе приведен интервал температур, для которого подобраны A и B . Мы вынуждены во многих случаях пользоваться формулой (3.105), экстраполируя данные в область более низких температур. За исключением случаев наличия многих кристаллических модификаций, это более или менее допустимо, так как соотношение (3.105) выполняется тем лучше, чем ниже температура. Никольский (1965) для ряда веществ приводит константы трехпараметрической формулы

$$\lg p = A' - B'(t^\circ + C'), \quad (3.106)$$

где t° – температура в градусах Цельсия. В отличие от формулы (3.105), имеющей ясный физический смысл вместе с входящими в нее константами, формула (3.106) – чисто эмпирическая и для экстраполяции совершенно непригодна. Для того чтобы обойти эту трудность, пришлось определить

Таблица 3.11

Плотность насыщающих паров веществ, более летучих, чем вода

<i>T</i> , К	7	8	9	10	11	12
30	-27,29	-29,08	-32,50	-35,60	-35,68	-36,32
40	-14,19	-15,52	-17,78	-20,41	-20,17	-20,69
50	-6,35	-7,40	-8,97	-11,32	-10,88	-11,34
60	-1,14	-2,00	-3,11	-5,27	-4,70	-5,11
70	2,57	1,84	1,07	-0,96	-0,30	-0,68
80	5,35	4,72	4,19	2,26	2,99	2,63
90	7,50	6,95	6,62	4,76	5,55	5,20
100	9,22	8,73	8,55	6,76	7,59	7,26
110	10,62	10,18	10,13	8,89	9,25	8,94
120	11,79	11,39	11,44	9,74	10,64	10,33
130	12,77	12,41	12,55	10,89	11,81	11,61
140	13,61	13,28	13,50	11,87	12,81	12,61
150	14,33	14,03	14,31	12,71	13,67	13,38
160	14,97	14,69	15,03	13,45	14,42	14,14
170	15,52	15,26	15,66	14,10	15,09	14,81

Таблица 3.12

Плотность насыщающих паров веществ, сравнимых по летучести с водой

<i>T</i> , К	13	14	15	16	17	18
30	-39,42	-41,84	-40,80	-46,87	-49,54	-55,33
40	-23,28	-24,89	-23,77	-28,55	-30,66	-35,29
50	-13,62	-14,74	-13,58	-17,76	-19,36	-23,29
60	-7,20	-7,99	-6,80	-10,58	-11,84	-15,30
70	-2,62	-3,18	-1,96	-5,46	-6,48	-9,61
80	0,81	0,42	1,65	-1,63	-2,46	-5,34
90	3,47	3,22	4,46	1,34	0,65	-2,03
100	5,59	5,45	6,70	3,72	3,14	0,61
110	7,32	7,27	8,53	5,65	5,17	2,77
120	8,76	8,78	10,05	7,26	6,86	4,56
130	9,98	10,06	11,34	8,63	8,29	6,08
140	10,02	11,18	12,43	9,79	9,51	7,38
150	11,92	12,10	13,38	10,80	10,56	8,50
160	12,70	12,93	14,21	11,68	11,49	9,48
170	13,89	13,66	14,94	12,45	12,30	10,34

по трем постоянным A' , B' , C' новые постоянные A и B с помощью соотношений

$$B = B'T^2/(t^\circ + C')^2, \quad (3.107)$$

$$A = A' + B/T - B'/(t^\circ + C'), \quad (3.108)$$

примененных к низкотемпературному концу интервала, для которого подобрана формула (3.106). Результаты табулирования $\lg n_{\text{нас}} = \lg(p_{\text{нас}}/kT)$ приведены в табл. 3.10 – 3.13.

Таблица 3.13

Плотность насыщающий паров веществ, менее летучих, чем вода

T, K	19	20	21	22
30	-58,13	-75,34	-85,43	-132,43
40	-37,13	-49,13	-56,99	-91,93
50	-24,55	-33,43	-39,95	-62,65
60	-16,18	-22,97	-28,60	-51,48
70	-19,21	-15,52	-20,51	-39,94
80	-5,75	-9,93	-14,44	-31,29
90	-2,28	-5,60	-9,73	-24,57
100	0,49	-2,13	-5,97	-19,20
110	2,76	0,70	-2,89	-14,81
120	4,64	3,06	-0,34	-11,15
130	6,23	5,05	1,83	-8,06
140	7,59	6,75	3,68	-5,42
150	8,77	8,23	5,28	-3,12
160	9,79	9,52	6,68	-1,12
170	10,34	10,65	10,32	0,64

Сравнивая приведенные в табл. 3.10–3.13 логарифмы плотностей насыщения веществ, замечаем, что вещества первой группы от аллена до метилаллена могут конденсироваться только на достаточно низкотемпературной стадии эволюции первичной туманности. При этом их конденсация происходит легче, чем конденсация метана, и они образуют самый наружный слой микрольдинок. Таким образом, в этом слое оказываются наиболее вероятные претенденты на роль родительских молекул радикалов C_2 и C_3 : аллен, метилацетилен, метилаллен и диметилацетилен.

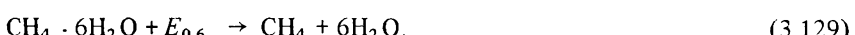
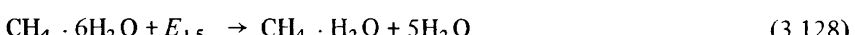
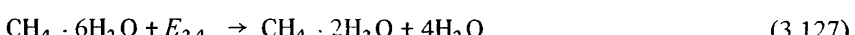
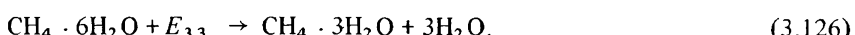
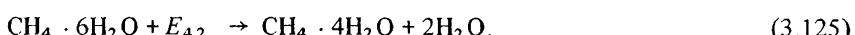
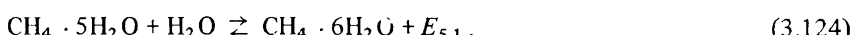
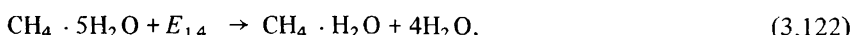
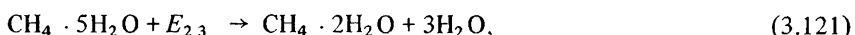
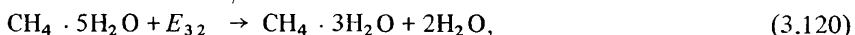
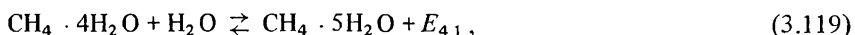
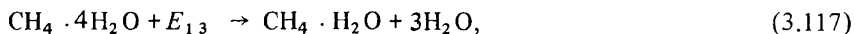
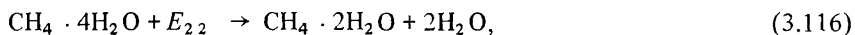
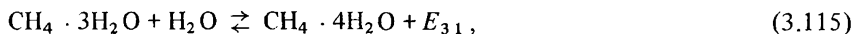
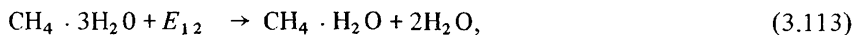
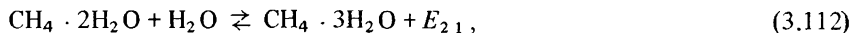
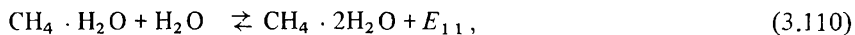
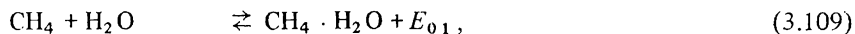
Во вторую группу веществ попали ацетонитрил ($N^{\circ} 10$) и синильная кислота ($N^{\circ} 11$), практически обнаруженные в кометах. Поток молекул ацетонитрила (Урлих и Конклин, 1975) и синильной кислоты (Хюбнер и др. 1974) у кометы Когоутека 1973 *f* был весьма большим, примерно на порядок уступая потоку молекул воды. Не может остаться без внимания и факт обнаружения NH_3 (Альтенгофф и др., 1983). Из приведенных таблиц ясно, что аммиак по летучести при 100 К примерно совпадает с метилалленом и уксусным ангидридом, а синильная кислота и ацетонитрил способны к конденсации при тех же температурах и при еще меньшем парциальном давлении их паров.

Что касается веществ остальных двух групп, то они образуют внутренние слои микрольдинок, так как конденсируются практически полностью вместе с водяным паром. Таким образом в процессе конденсации в остывающем облаке должны получаться стратифицированные микрольдинки. Особенно трудно, как уже говорилось, обеспечить поступление в растущие ядра метана и моноокси углерода. Можно предположить, что процессу формирования кометных ядер способствовали другие обстоятельства: синтез менее летучих веществ в газовой фазе и на поверхности пылинок, криосорбция, капиллярная конденсация и, вероятно, нечто другое.

Весьма распространена точка зрения, что это "нечто другое" — гидратация газовых молекул, которая позволяет сконденсировать не только ацетонитрил, но и метан, двуокись углерода и т.п. Как уже говорилось ранее (см. § 1.4), эта идея принадлежит Свингсу и Дельзему (1952) и развита в дальнейших работах Дельзема (1966 а, б, 1972), Дельзема и Венгера (1970), Дельзема и Миллера (1970, 1971).

Нас будут интересовать два вопроса: могут ли газовые гидраты образовываться в первичной туманности перед или одновременно с ростом кометных ядер, могут ли газовые гидраты образовываться на поверхности ядер комет или, другими словами, играет ли существенную роль в формировании кометных ядер абсорбция молекул летучих веществ, не способных к конденсации вместе с водой согласно табл. 3.10 — 3.12.

Для ответа на первый вопрос рассмотрим процессы, ведущие к образованию и разрушению гидрата метана. При этом отбросим все каналы реакций, требующих тройных и более высокой кратности столкновений. Остаются следующие реакции:



Двухсторонняя стрелка обозначает две противоположные одновременно протекающие реакции, односторонняя стрелка означает реакцию, протекающую только в одном направлении, символ E_{ik} — энергия, выделяющаяся при присоединении k молекул воды к комплексу, в котором уже было i молекул воды. Только шесть процессов ведут в сторону образования клатратного гидрата. Все шесть процессов суть фотопроцессы и поэтому протекают с малыми сечениями. Остальные 21 процесс препятствуют возникновению гидрата, разрушая сам гидрат и полупродукты на пути его образования.

Для оценки эффективности разрушения воспользуемся изотермой диссоциации гидрата $\text{CH}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, полученной Миллером (1961) для интервала температуры 175–207 К, т.е. в тех условиях, когда высвобождение молекул метана из клетки не изменяет агрегатное состояние воды. Эта изотерма имеет вид

$$\lg p = 10,8776 - \frac{947,4}{T}, \quad (3.130)$$

где p — давление метана в $\text{дн}/\text{см}^2$ над гидратом. Число в числителе показателя степени — энергия высвобождения метана из клетки в кельвинах, ее значение $E_{06} \approx 0,082$ эВ. Грубо полагая

$$E_{i1} \approx E_{ik}/k, \quad (3.131)$$

имеем оценку энергии связи одной молекулы воды $E_{01} \approx 0,014$ эВ, что соответствует температуре ~ 160 К. Столь малая энергия связи практически исключает возможность образования гидрата метана в газовой фазе, так как даже при $T \lesssim 100$ К комплексы из молекулы метана и нескольких молекул воды будут эффективно (с сечением порядка газокинетического) разрушаться при соударениях с атомами водорода и другими частицами первичной туманности. Если разрушение полупродуктов происходит с сечениями порядка газокинетических, то их образование должно идти с сечениями, типичными для радиационных процессов, т.е. на три-четыре порядка меньшими. Эти соображения позволяют отвергнуть идею образования клатратных гидратов в газовой фазе.

Образование газовых гидратов в многокомпонентной многофазной системе рассмотрим на основе диаграмм Розебома—Штакельберга (1918) и Баррера—Стюарта (1957). Диаграмма Розебома—Штакельберга описывает зависимость давления гидратообразующего газа p от температуры над системой, состоящей из гидрата, льда H_2O (или жидкой воды), гидратообразующего вещества в газообразном, жидком или твердом состоянии. Бук и др. (1980) существенно дополнили диаграмму Розебома—Штакельберга, продолжив ее в область низких температур. Схематически эта диаграмма изображена на рис. 5.

Кривая I на диаграмме представляет изотерму испарения гидратообразующего газа. Выше кривой I гидратообразующее вещество находится в жидком состоянии, ниже — в газообразном. Подразумевается, что гидратообразователь и в жидком, и в твердом, и в газообразном состоянии находится в равновесии с насыщенным паром воды. Кривая II — зависимость давления пара гидратообразователя над гидратом в присутствии

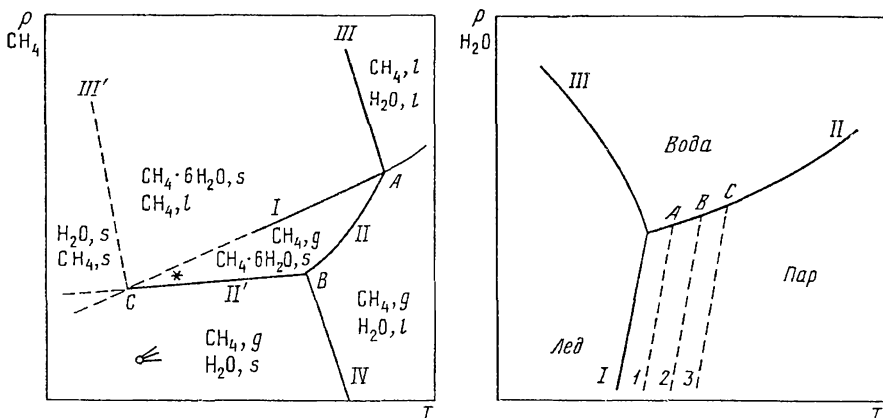


Рис. 5. Диаграмма Розебома – Штакельберга для системы вода - метан; *s, l, g* – соответственно твердое, жидкое и газообразное состояния. Символ δ стоит в области параметров, типичных для ядер комет

Рис. 6. Диаграмма Баррера – Стюарта для системы вода – метан

жидкой воды, кривая *II'* – тоже, но в присутствии льда H_2O . Таким образом, кривые *II* и *II'* представляют собой изотермы диссоциации гидрата. Кривая *III* – изотерма плавления гидрата (плавление, очевидно, приводит к его разрушению) в присутствии жидкой воды. Кривая *III'* – то же самое, но в присутствии льда, т.е. кривая разрушения гидрата с образованием жидкого или твердого гидратообразователя. Кривая *IV* – кривая затвердевания воды, в которой растворен гидратообразователь (если растворимость имеет место).

Диаграмма наглядно демонстрирует, что область существования клатратного гидрата, образованного абсорбцией газа в лед или воду, ограничена кривыми *II*, *II'* и *III*. Кроме того, при низкой температуре в области левее кривой *III'* газ конденсируется в твердую фазу отдельно от воды, не образуя гидрат. Сказанное можно записать в виде неравенства

$$p_{\text{дис}} < p_{\text{г}} < p_{\text{нас}}, \quad (3.132)$$

где $p_{\text{дис}}$ – давление диссоциации данного гидратообразователя, $p_{\text{г}}$ – давление гидратообразователя в системе, $p_{\text{нас}}$ – давление его насыщенных паров. Двойное неравенство (3.132) означает, что гидрат разлагается, если давление гидратообразователя меньше давления диссоциации (это и есть определение давления диссоциации). С другой стороны, гидратация не происходит, если давление гидратообразователя больше давления насыщения, так как в этом случае гидратообразователь вместо абсорбции конденсируется самостоятельно.

В отличие от диаграммы Розебома–Штакельберга, изображающей температурную зависимость давления газа-гидратообразователя, диаграмма Баррера–Стюарта изображает зависимость давления паров воды над гидратом при различных степенях заполнения полостей между молекулами воды

и молекулами газа (рис. 6). Сплошные линии на этом рисунке – фазовая диаграмма воды, образованная кривыми сублимации (I), испарения (II) и плавления (III). Кривые A, B, C, соответствующие различным степеням заполнения решетки, изображают равновесное давление паров воды над гидратом при условии, что вся вода связана в гидрат. Кривая A соответствует минимальной степени заполнения, при которой метастабильная решетка становится стабильной, кривая C – полностью заполненной решетке. Из диаграммы вытекает, что давление водяного пара над гидратом меньше, чем над свободной поверхностью воды или льда. Второе условие гидратообразования вытекает непосредственно из диаграмм Баррера–Стюарта и может быть также записано в виде двойного неравенства

$$p_{\text{гидр}}^{\text{H}_2\text{O}} < p_{\text{H}_2\text{O}} \leq p_{\text{л, ж}}^{\text{H}_2\text{O}}, \quad (3.133)$$

где $p_{\text{гидр}}^{\text{H}_2\text{O}}$ – равновесное давление водяного пара над гидратом, $p_{\text{H}_2\text{O}}$ – давление водяного пара в системе, $p_{\text{л, ж}}^{\text{H}_2\text{O}}$ – давление насыщенного пара над конденсированной (твердой или жидкой) водой. При нарушении левого неравенства происходит испарение воды из гидрата с разрушением последнего, при нарушении правого неравенства избыточный водяной пар конденсируется без образования гидрата. Этому последнему случаю соответствуют условия, для которых рассчитывались табл. 3.10 – 3.13. Таким образом, если водяной пар пересыщен, то образование гидратов легкокипящих веществ не происходит, так же как и их конденсация. Вместо этого происходит конденсация водяного пара.

Проверим количественно (Шульман, 1982 б, в, 1983), можно ли удовлетворить оба условия образования гидрата метана в условиях первичной туманности при абсорбции метана в лед. Условие (3.132) требует, чтобы плотность метана была выше значения

$$n_{\text{CH}_4} > (kT)^{-1} \cdot 10^{10,8776-947,4/T} \quad (3.134)$$

и одновременно плотность водяного пара должна быть меньше значения

$$n_{\text{H}_2\text{O}} \leq (kT)^{-1} \cdot 10^{13,5-2658/T}. \quad (3.135)$$

Легко убедиться, что эти два условия в межпланетной среде и протопланетном облаке невыполнимы в любом диапазоне температуры. Например, при $T = 150$ К требуется плотность молекул метана $n(\text{CH}_4) > 1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и одновременно плотность молекул воды $n(\text{H}_2\text{O}) < 2,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, конденсационные варианты кометной космогонии позволяют предсказать следующие химические свойства кометных ядер:

1. Ядра комет характеризуются довольно высокой химической однородностью (исключения из этого см. ниже).

2. Ядра комет состоят в основном из водяного льда.

3. Пылесодержание кометных ядер невелико. До начала интенсивных потерь воды оно не более 10%.

4. В качестве примеси в состав кометного ядра входят родительские и прародительские молекулы, представляющие собой вещества либо менее летучие, чем вода, либо приближающиеся к воде по параметрам испарения.

5. В кометных ядрах исключается присутствие простейших летучих веществ: метана, окиси углерода и их клатратных гидратов.

6. Родительские и прародительские молекулы – сложные соединения, образовавшиеся в протопланетном облаке путем реакций соединения на поверхности пылинок и, возможно, на поверхности растущих кометных ядер.

Совсем иные выводы о химическом составе ядер комет следуют из вариантов космогонии, приписывающих кометам эруптивное происхождение из планетарных тел. При планетарном происхождении комет вещество их ядер обязано носить в себе все черты планетарной эволюции: плавления, гравитационной дифференциации, формирования в условиях повышенных давлений и гравитационного поля. В этом случае трудно указать какие-либо конкретные варианты химического состава, так как для этого пришлось бы рассмотреть в деталях химическую эволюцию всех планет и их спутников, что выходит очень далеко за рамки настоящей работы.

В отличие от ядра, выросшего в условиях конденсации газов на пылинках, глыба льда, выброшенного из тела планетной природы, должна быть замерзшим раствором либо состоять из отдельных кусков льдов различных веществ. В этом случае в принципе возможно образование ядер из глыб льда CO_2 , льда аммиака и конгломерата льдов различных веществ.

Если форма кометного ядра, выращенного в протопланетном облаке близка к сфере, то ядро, выброшенное из спутника планеты, – скорее всего, угловатый обломок неправильной формы. Пылевая компонента ядра, выросшего в протопланетном облаке, ограничена по размерам сверху и в среднем равномерно распределена по толще ядра. В ядро планетного происхождения могут входить минеральные образования сколь угодно большого размера. Предельный случай – все ядро, представляющее собой минеральную глыбу, т.е. астероид.

При образовании ядер комет в планетарных условиях требование термодинамической совместимости отдельных химических компонент снимается. При достаточно низкой температуре в нем могут сосуществовать льды веществ, сильно отличающихся по своим сублимационным свойствам.

§ 3.4. Радиационно-химические процессы в ядрах комет

И до образования кометных ядер, и в процессе их роста, и после того, как ядра сформируются, их вещество подвергается действию жесткой радиации, способной индуцировать химические превращения. Нас будут интересовать радиационно-химические процессы, происходящие во время существования уже сформировавшегося кометного ядра.

На этой стадии действуют внутренние (распад радиоактивных изотопов) и внешние источники радиации (космические лучи). Важность радиационного воздействия на кометные ядра подчеркивали Добровольский (1964), Гринштейн (1965), Уиппл и Стефаник (1965) рассмотрели влияние внутренней радиации на строение и нагрев кометных ядер. Уоллис (1980б) предложил вариант механизма радиационного разогрева недр ядра.

Впервые радиационно-химические процессы в ядрах комет рассмотрены в монографии и статьях автора (Шульман, 1972а, б, 1974б). Оценка поглощенной дозы радиации впоследствии выполнена также Донном (1976).

Рассмотрим взаимодействие радиации с молекулярным кристаллом. Первичный акт взаимодействия — либо ионизация, либо диссоциация, либо возбуждение молекулы. Гамма-кванты вызывают также фотоядерные реакции (γ, p) и (γ, n), (Вильсон и Воутуйзен, 1960, Эндт и Демер, 1962, 1964) и фоторождение π -мезонов. Протоны сверхвысоких энергий способны вызвать развал ядер на множество осколков (например, Хаякава, 1973, 1974). Вторичные частицы, образовавшиеся в результате этих реакций, в свою очередь производят ионизацию, диссоциацию и возбуждение.

После пролета первичной частицы сквозь кристалл в нем образуется след, заполненный ионами и вторичными электронами. Количество пар ион—электрон легко оценить, разделив энергию первичной частицы на средний расход энергии на один акт ионизации, который больше потенциала ионизации и составляет ~ 30 эВ. Примерно 30% образовавшихся вторичных электронов производят добавочную ионизацию и диссоциативную ионизацию молекул. Оставшаяся энергия идет на возбуждение молекул (около 50%) и остается у тепловых электронов. Тепловые электроны участвуют затем в актах рекомбинации, что в свою очередь сопровождается выделением тепла.

Радиационно-химический эффект облучения описан в монографиях Спинкса и Вудса (1967), Иванова (1967), Пшежецкого (1968). Он носит двойной характер. Во-первых, под воздействием радиации разлагаются молекулы с образованием более простых веществ (радиолиз), во-вторых, происходит образование более сложных соединений — радиационный синтез.

Некоторые вещества (окислы металлов, двуокись кремния) оказывают сенсибилизирующее действие, ускоряя процесс, другие (например, вода) действуют противоположным образом — как ингибиторы. Следовательно, поверхность пылинок в ядрах комет, скорее всего, оказывает каталитическое действие, а доминирующая вода — тормозящее. Таким образом, полимеризация возможна только в случаях эвтектического разделения веществ, внутри вкраплений мономера, окруженных водой, и прекращается с выходом полимерной цепочки на границу раздела вкрапление — вода (лед H_2O).

Вычислить теоретически среднюю молекулярную массу кометных органических молекул, установившийся под действием радиации, чрезвычайно трудно. В монографии Иванова (1967) описаны эксперименты, которые ставились путем облучения чистых веществ, а не смеси типа кометных льдов, тем не менее ряд результатов представляет интерес для физики кометных ядер.

Ранее (Шульман, 1972а) мы выделили среди таких результатов полимеризацию метана в органическое масло, описанную Дейвисом и Либби (1964), полимеризацию ацетилен в купрен (Линд, 1965), полимеризацию дициана и цианистого водорода в газовой фазе, превращение окиси углерода в графит и полимер субокиси углерода C_3O_2 . Недавно описано образование полимерной пленки на твердом метане (Фоти и др., 1984). Однако в присутствии большого количества молекул воды рост длинных полимер-

ных цепей невозможен. В то же время возможны реакции разложения. Экспериментальные данные по радиолизу сопряженных диенов (дивинила, изопрена, пиперилена и диизопропенила) показывают, что при этом с наибольшей степенью вероятности (кроме радиолиза диизопропенила, выход $\sim 2-4$ на 100 эВ) образуется ацетилен. При радиолизе этилена наибольший выход у ацетилена и водорода.

Отсюда возникает возможность объяснить появление в ядрах комет неопредельных углеводородов (источников радикалов C_2 и C_3) конденсацией в ядра комет в эпоху их формирования слабо летучих, совместимых с водой сложных молекул с последующим их разложением и преобразованием в твердом ядре под действием радиации. При этом с некоторым небольшим выходом образуется и метан. Поэтому можно допустить присутствие в ядрах комет незначительного количества метана радиолитического происхождения.

Еще один важный эффект радиации при облучении воды — образование сольватированных ионов и электронов. Выход их составляет до 2–3 на 100 эВ. При ионизации молекулы воды образуется ион H_2O^+ и свободный электрон. При этом медленные электроны рекомбинируют по схеме



Если же энергия электрона достаточна для продвижения на $\sim 100 \text{ \AA}$ от места возникновения, то ион H_2O^+ присоединяет к себе нейтральную молекулу воды:



Образовавшиеся электроны могут рекомбинировать с гидроксонием H_3O^+ , с протоном, а также сольватироваться, связавшись в комплекс с несколькими молекулами воды (см. Пшежецкий, 1968). Следует предполагать, что под действием радиации в кометном ядре может накапливаться неравновесная примесь гидратированных ионов обоих знаков.

Чтобы выяснить, насколько существенна роль радиационно-химических процессов в ядрах комет, нужно оценить дозу радиации, получаемую веществом ядра. Интенсивность первичного космического излучения $I = 0,8 \cdot 10^9 \text{ эВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}^2)$. Произведение свободного пробега космического протона на плотность вещества кометного ядра слабо зависит от химического состава поглотителя и составляет $\sim 100 \text{ г}/\text{см}^2$ (по различным данным — Вильямс (1957) и Мурзин и Сарычева (1968) — от 78 до $125 \text{ г}/\text{см}^2$). Отсюда

$$\dot{D} = \pi I / (\rho_{\text{я}} l) \approx 10^7 \text{ эВ}/(\text{г} \cdot \text{с}). \quad (3.138)$$

Считая среднюю молекулярную массу ядра кометы близкой к молекулярной массе воды, имеем мощность, поглощаемую одной молекулой кометного ядра,

$$\dot{D}_1 = \dot{D} m_p, \quad (3.139)$$

где m_p — атомная единица массы. Оценка (3.139) означает, что за

$8,7 \cdot 10^{15}$ с, т.е. примерно за 40 млн. лет в поверхностном слое ядра толщиной до метра практически все молекулы подвергнутся радиационному воздействию. Результат воздействия на них – образование гидратированных ионов гидроксидов и оксония. Органические примеси подвергнутся при этом некоторому радиолизу с потерей атомов водорода и образованием двойных и тройных связей между атомами углерода.

Оценка (3.139) не учитывает распределение дозы радиации по глубине ядра. Строгий расчет с учетом пространственных изменений дозы выполнен в работе Шульмана (1974б). Донн (1976) также оценил, следуя нам, облучение вещества ядра за время пребывания в облаке Оорта. Результаты Донна несущественно отличаются от наших. Обращая внимание на результаты лабораторных экспериментов по полимеризации замороженных смесей, Донн приходит к выводу, с его собственной точки зрения парадоксальному: поверхностный слой кометы должен быть обогащен нелетучими продуктами полимеризации, а следовательно, кометы, впервые появившиеся во внутренних частях Солнечной системы, должны быть не менее активны, чем "старые" кометы.

Проведенное в настоящем разделе рассмотрение объясняет, в чем дело. При высоких концентрациях органических примесей наиболее вероятное радиационное воздействие на лед – полимеризация. При малых концентрациях примесей в присутствии большого количества водяного льда вероятнее обратный эффект – радиолиз сложных соединений. Таким образом, радиационно-химические процессы не "противоречат" наблюдательным фактам, а полностью им соответствуют.

Рассмотрим теперь роль внутренней радиоактивности. Уиппл и Стефаник (1965) установили, что основным источником внутренней радиации – изотоп K^{40} . Уиппл и Стефаник оценили начальный поток энергии от изотопов K^{40} , U^{235} , Th^{232} в $3 \cdot 10^4$ эВ/(г·с). При принятом ими содержании минеральных веществ (11%) эта энергия поглотится в основном льдом. Умножив эту оценку на период полураспада K^{40} ($4,73 \cdot 10^{16}$ с) и выход радиационно-химических реакций (1–3%), обнаруживаем, что каждой молекуле воды достанется $\sim 0,04$ эВ, т.е. число прореагировавших молекул находится на уровне сотых долей процента. Следовательно, внутреннее облучение вещества кометного ядра несущественно.

§ 3.5. Космические лучи как фактор химической эволюции кометных льдов

Кроме космического излучения галактики кометные ядра подвергаются воздействию солнечных космических лучей, подробно описанных Дорманом и Мирошниченко (1968). Здесь существенны временные изменения интенсивности и спектра космических лучей, а также конкуренция процессов накопления облученного вещества в поверхностном слое ядра и испарения облученного вещества вследствие нагрева ядра солнечной радиацией.

Введем функцию распределения космических протонов по скоростям, зависящую от двух пространственных координат: угла между скоростью протона и нормалью к поверхности ядра ϑ и глубины z , отсчитываемой

от поверхности внутрь ядра,

$$F(v, z, \vartheta) = \frac{dN}{v^2 dv \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}, \quad (3.140)$$

где N – число частиц, v – скорость протона, φ – азимутальный угол. Распределение космических лучей в толще ядра кометы можно описывать квазистационарным кинетическим уравнением

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{dv}{dz} \frac{\partial F}{\partial v} = F_0(v) \delta(z), \quad (3.141)$$

где $F_0(v)$ – вид функции распределения протонов за пределами ядра у его поверхности.

Кинетическое уравнение (3.141) элементарно интегрируется. Его решение имеет вид

$$F(v, z, \vartheta) = F_0(v_0, 0, \vartheta), \quad (3.142)$$

где v_0 – скорость, с которой должен войти в ядро кометы протон, чтобы на глубине z его скорость равнялась v . Рассеянием протонов в толще ядра, т.е. изменением угла ϑ вдоль траектории протона можно пренебречь (см. Мурзин и Сарычева (1968), Росси и Грейзен (1948), Бор (1950)).

Поток энергии на глубине z определяется соотношением

$$H = \int \epsilon v \cos \vartheta F(v, z, \vartheta) v^2 dv \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (3.143)$$

где ϵ – кинетическая энергия протона, связанная со скоростью протона соотношением

$$\epsilon = \epsilon_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2} - \epsilon_0, \quad (3.144)$$

в котором $\epsilon_0 = m_p c^2 = 938$ МэВ – энергия покоя протона. Для солнечных космических лучей основную роль играют протоны с энергиями до 100 МэВ, т.е. в данном случае $\epsilon \ll \epsilon_0$ и справедливо нерелятивистское приближение

$$\epsilon = mv^2/2. \quad (3.145)$$

Основной поток галактических протонов сосредоточен в области энергий $100 \text{ МэВ} < \epsilon < 1000 \text{ МэВ}$, т.е. в данном случае уже ощутимы релятивистские эффекты и требуется пользоваться выражением (3.144).

Мощность, поглощаемая единицей объема льда на глубине z , определится выражением

$$P_v = -\text{div } H = -\frac{dH}{dz}. \quad (3.146)$$

Перед подстановкой в это выражение значения потока из (3.143) преобразуем его к более привычному с точки зрения физики космических лучей виду. Космические протоны принято описывать не функцией распределения по скоростям (3.140), а интегральным либо дифференциаль-

ным энергетическим спектром. Дифференциальный энергетический спектр определяется как

$$D(\epsilon) = \frac{v dN}{d\epsilon \sin \vartheta d\vartheta d\varphi} \quad (3.147)$$

и часто аппроксимируется обратностепенным законом

$$D(\epsilon) = \begin{cases} D_0 \epsilon^{-\gamma} & \text{при } \epsilon \geq \epsilon_{\min}, \\ 0 & \text{при } \epsilon < \epsilon_{\min}, \end{cases} \quad (3.148)$$

где γ – безразмерный показатель, различный для солнечных и галактических космических лучей, а также для различных областей спектра, D_0 – коэффициент с размерностью $\text{МэВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$.

Выражая скорость протона через его энергию, имеем

$$v = \sqrt{\frac{\epsilon}{m_p} \left(2 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)}, \quad (3.149)$$

где m_p – масса покоя протона, c – скорость света в вакууме. Сопоставляя (3.140) с (3.147), получаем с помощью (3.149)

$$F(v) = \frac{m_p^2 D(\epsilon)}{2 \epsilon \left(1 + \frac{\epsilon}{2\epsilon_0} \right) \left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)}. \quad (3.150)$$

В нерелятивистском приближении

$$F(v) \approx \frac{m_p^2}{2} \frac{D(\epsilon)}{\epsilon}. \quad (3.151)$$

Поскольку область энергий $\epsilon \gg \epsilon_0$ нас не интересует и, с другой стороны, соотношение (3.148) является эмпирическим, а не теоретическим, мы будем пользоваться выражением (3.151) как в нерелятивистском случае (для солнечных космических лучей), так и в релятивистском (для галактических протонов), считая, что в последнем случае константы D_0 и γ скорректированы таким образом, чтобы аппроксимировать не $D(\epsilon)$, а близкое к ней произведение

$$D(\epsilon) \left(1 + \frac{\epsilon}{2\epsilon_0} \right)^{-1} \left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{-1}.$$

В дальнейших выкладках вместо координаты z будем пользоваться массой столба вещества с единичным сечением

$$\lambda = \rho_d z. \quad (3.152)$$

С учетом (3.142), (3.143), (3.146) и (3.151) мощность, поглощаемая на

глубине λ , запишется в виде

$$P = -2\pi \frac{d}{d\lambda} \int \frac{D(\epsilon_H) \left(1 + \frac{\epsilon}{2\epsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)}{\epsilon_H \left(1 + \frac{\epsilon_H}{2\epsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\epsilon_H}{\epsilon_0}\right)} \epsilon^2 d\epsilon \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta, \quad (3.153)$$

где ϵ_H — начальная энергия, с которой входит в ядро кометы протон, обладающий на глубине λ кинетической энергией ϵ . Множитель

$$\left[\left(1 + \frac{\epsilon}{2\epsilon_0}\right) / \left(1 + \frac{\epsilon_H}{2\epsilon_0}\right) \right] \cdot \left[\left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right) / \left(1 + \frac{\epsilon_H}{\epsilon_0}\right) \right] \quad (3.154)$$

в нерелятивистском приближении можно заменить единицей, однако и в релятивистском случае такая замена не даст большой погрешности.

Для выполнения интегрирования необходимо выразить ϵ_H через ϵ . И теоретические и эмпирические уравнения торможения частицы в веществе имеют вид

$$\cos \vartheta \frac{d\epsilon}{d\lambda} = -\frac{B}{\beta} \epsilon^{1-\beta} \quad (3.155)$$

и различаются они лишь численными значениями констант B и β . Для легких атомов (H, He, Li, Be, B) теория дает $\beta = 2$, для тяжелых атомов теоретическое значение $\beta = 3/2$. Экспериментальные данные лучше описываются промежуточным значением показателя $\beta = 7/4$. Отличаются от теоретических и значения коэффициента B . Согласно Вильямсу (1957) эмпирические значения этого коэффициента для свинца и воздуха соответственно равны 394 и 212. Эти цифры незначительно отличаются от приведенных Хаякавой (1973) за счет уточнения атомных констант. Согласно Хаякаве (1973) тормозная способность водорода при энергии 2 МэВ в 1,5 раза превосходит тормозную способность воздуха, однако с ростом энергии это различие сглаживается. При $\epsilon = 1000$ МэВ превышение составляет всего 16%, что одного порядка с точностью эмпирического соотношения. Поскольку вещество кометного ядра — не чистый водород (и даже не чистая вода), будем пользоваться для оценок значением $B = 200$.

Интегрируя уравнение (3.155), получим

$$\epsilon_H^\beta = \epsilon^\beta + \frac{\lambda B}{\cos \vartheta}. \quad (3.156)$$

Подстановка (3.148) с учетом (3.156) в интеграл (3.153) дает

$$P = -2\pi D_0 \times \int \frac{d}{d\lambda} \int_0^1 \mu d\mu \int_0^\infty \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{\left(\epsilon^\beta + \frac{B\lambda}{\mu}\right)^\beta} \sigma \left(\epsilon^\beta + \frac{\lambda B}{\mu} - \epsilon_{\min}^\beta \right), \quad (3.157)$$

где $\mu = \cos \vartheta$, а $\sigma(x)$ — функция единичного скачка (функция Хевисайда):

$$\mathcal{J}(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0, \\ 1 & \text{при } x \geq 0. \end{cases} \quad (3.158)$$

При выполнении неравенства

$$\lambda > \epsilon_{\min}^{\beta}/B \quad (3.159)$$

$$P = \frac{2\pi D_0 B(\gamma - 2)}{\beta(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma + \beta - 2}} \frac{\Gamma(3/\beta)\Gamma((\gamma - 2)/\beta)}{\Gamma((\gamma - 1)/\beta)} \left(\frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \right)^{-\frac{\gamma + \beta - 2}{\beta}} \quad (3.160)$$

Для меньших глубин

$$P = \frac{2\pi D_0 B}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma + \beta - 2}} \left\{ \left(1 - \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \right)^{\frac{3}{\beta} - 1} + \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) \int_0^1 \frac{x^{\frac{\gamma - 2}{\beta}}}{\left(1 - \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} x \right)^{2 - 3/\beta}} dx - \left(2 - \frac{3}{\beta} \right) \left(1 - \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \right)^{\frac{3}{\beta}} \times \int_0^1 \left[\frac{x}{\frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} + \left(1 - \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \right) x} \right]^{\frac{3}{\beta} - 1} dx \right\} \quad (3.161)$$

Приведем приближенные выражения для различных областей поверхностного слоя ядра. При

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \ll 1 \quad (3.162)$$

получаем разложение

$$P \approx \frac{2\pi D_0 B}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma + \beta - 2}} \left\{ \frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) + \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) \left(2 - \frac{3}{\beta} \right) \bar{\lambda} \ln \frac{1}{\bar{\lambda}} + o(\bar{\lambda}) \right\} \quad (3.163)$$

При

$$1 - \bar{\lambda} \ll 1 \quad (3.164)$$

разложение имеет вид

$$P \approx \frac{2\pi D_0 B(\gamma - 2)\Gamma(3/\beta)\Gamma((\gamma - 2)/\beta)}{\gamma(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\beta}\Gamma((\gamma + 1)/\beta)} \times \left\{ 1 + \frac{\gamma + \beta - 2}{\beta} (1 - \bar{\lambda}) + o((1 - \bar{\lambda})^{3/2}) \right\} \quad (3.165)$$

Приближенное выражение для всей области

$$0 < \frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} < 1; \quad (3.166)$$

не описывающее некоторых тонких, в значительной степени привнесенных принятой идеализацией особенностей поведения $p(\lambda)$, имеет вид

$$P \approx \frac{2\pi D_0 B}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma + \beta - 2}} \left\{ \frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) - \left[\frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) - \frac{(\gamma - 2)}{\beta} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma - 2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma + 1}{\beta}\right)} \right] \left(\frac{\lambda B}{\epsilon_{\min}^{\beta}} \right)^2 \right\} \quad (3.167)$$

В этом выражении, как и во всех предыдущих, энергия выражена в мегаэлектронвольтах, а мощность в единицах МэВ/(г · с). Результат расчета

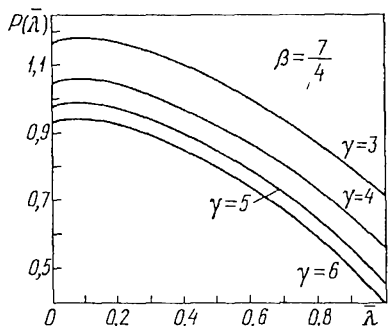


Рис. 7. Распределение мощности облучения космическими лучами в толще ядра. По оси абсцисс отложена безразмерная глубина

для $\beta = 7/4$ и набора значений $\gamma = 3, 4, 5, 6$ (характерных для вспышек солнечного космического излучения) показан на рис. 7.

Рассчитаем теперь накопленную дозу радиации.

У периодических комет накоплению облученного вещества в верхнем слое ядра препятствует процесс испарения, удаляющий самые облученные слои. Солнечные космические лучи — нестационарное явление (см. Дорман и Мирошниченко (1968), Дорман (1975)), так как они генерируются во время вспышек. Поэтому без учета испарения накопленная доза есть сумма случайных слагаемых вида

$$\sum_i \int_{t_{1i}}^{t_{2i}} P(D_{0i}, \gamma_i, \lambda, t) dt, \quad (3.168)$$

где интегрирование проводится в пределах длительности вспышки. Поскольку средний интервал между вспышками меньше периода обращения периодических комет, то, несмотря на то, что длительность вспышки меньше межвспышечного интервала, мы заменим реальный пуассоновский поток вспышек эквивалентным средним солнечным космическим излучением.

Если нас интересует суммарная доза $\mathcal{E}(\lambda)$, которую получила единица массы ядра кометы, находящаяся в момент наблюдения на глубине λ .

то следует вычислить величину

$$\mathcal{E}(t, \lambda) = \int_{t_{\text{п}}}^t \frac{P[\lambda_0(\tau, \lambda)]}{r_{\text{к}}^2(\tau)} d\tau, \quad (3.169)$$

где λ_0 – глубина, на которой интересующий нас слой (расположенный на глубине λ в момент t) находится в момент τ ; $r_{\text{к}}(\tau)$ – гелиоцентрическое расстояние кометы (в астрономических единицах) в момент τ ; $t_{\text{п}}$ – момент появления кометы на данной орбите. Подробности расчета можно найти в работе Шульмана (1974б).

Введем обозначение

$$K = \frac{86400B(1 - \xi)mZ_1}{k_{\text{Г}}(1 - f_{\text{в}})\epsilon_{\text{мин}}^{\beta} \sqrt{q(1 + e)}}. \quad (3.170)$$

Для $n = 2$ удается получить аналитическое выражение для интеграла (3.169).

При

$$0 < \bar{\lambda} < 1 - K(\varphi - \varphi_0), \quad (3.171)$$

где φ – истинная аномалия кометы, имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 = & \frac{2\pi D_0 B \cdot 86400}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\text{мин}}^{\gamma + \beta - 2} k_{\text{Г}} \sqrt{q(1 + e)} K} \times \\ & \times \left\{ \frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) K(\varphi - \varphi_{\text{п}}) - \frac{1}{3} \left[\frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\gamma - 2}{\beta} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma - 2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma + 1}{\beta}\right)} \right] [(\bar{\lambda} + K(\varphi - \varphi_{\text{п}}))^3 - \bar{\lambda}^3] \right\} \quad (3.172) \end{aligned}$$

При

$$1 - K(\varphi - \varphi_{\text{п}}) < \bar{\lambda} < 1 \quad (3.173)$$

соответственно получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_2 = & \frac{2\pi D_0 B \cdot 86400}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\text{мин}}^{\beta} k_{\text{Г}} \sqrt{q(1 + e)} K} \times \\ & \times \left\{ \frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) (1 - \bar{\lambda}) - \frac{1}{3} \left[\frac{\gamma + 2\beta - 2}{\gamma + \beta - 2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\gamma - 2}{\beta} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma - 2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma + 1}{\beta}\right)} \right] (1 - \bar{\lambda})^3 + \right\} \end{aligned}$$

$$+ \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma-2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+1}{\beta}\right)} \left[1 - [\bar{\lambda} + K(\varphi - \varphi_{\Pi})] \frac{2-\gamma}{\beta} \right] \Bigg\}. \quad (3.174)$$

При $\bar{\lambda} > 1$ имеем

$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma-2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+1}{\beta}\right)} \left\{ \bar{\lambda} \frac{2-\gamma}{\beta} - [\bar{\lambda} + K(\varphi - \varphi_0)] \frac{2-\gamma}{\beta} \right\}. \quad (3.175)$$

В выражения (3.172), (3.174) и (3.175) входит в качестве множителя величина

$$\mathcal{E}_0 = \frac{2\pi D_0(1-f_v)}{(\gamma+2\beta-2)\epsilon_{\min}^{\gamma-2}(1-\epsilon)mZ_1}. \quad (3.176)$$

Кроме этого множителя перигелийное расстояние кометы входит в выражения для накопленной дозы в составе произведения $K(\varphi - \varphi_0)$, которое при $n = 2$ имеет вид

$$K_2(\varphi - \varphi_0) = \frac{86400B(1-\xi)mZ_1 \cdot 2\pi\nu}{k_r(1-f_v)\epsilon_{\min}^{\beta}\sqrt{q(1+e)}}, \quad (3.177)$$

где ν — число оборотов вокруг Солнца, которое совершила комета за время ее существования в Солнечной системе. Если вместо числа оборотов подставить в оба эти выражения возраст кометы T , то получим

$$K_2(\varphi - \varphi_{\Pi}) = \frac{B(1-\xi)mZ_1}{(1-f_v)\epsilon_{\min}^{\beta}q^2(1+e)^2} T. \quad (3.178)$$

Рассмотрим процесс накопления облученного материала на поверхности ядра, т.е. при $\bar{\lambda} = 0$. Очевидно, на начальной стадии

$$K(\varphi - \varphi_{\Pi}) \ll 1, \quad (3.179)$$

поэтому, согласно (3.172) оставляя первый член в фигурных скобках, имеем

$$\mathcal{E}(\bar{\lambda} = 0) = \frac{2\pi D_0 B(3-\beta)}{\beta(\gamma+\beta-2)\epsilon_{\min}^{\gamma+\beta-2}} \cdot \frac{T}{q^2(1+e)^2}. \quad (3.180)$$

Последнее выражение показывает, что на первоначальном этапе происходит накопление дозы пропорционально времени облучения.

Разумеется, величина накопленной дозы растет не беспредельно. В конце концов наступает равновесие между облучением и испарением. Равновесное значение дозы находим путем предельного перехода

$$K(\varphi - \varphi_{\Pi}) \rightarrow \infty. \quad (3.181)$$

Из (3.174) находим

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z}(\bar{\lambda} = 0) = & \frac{2\pi D_0 B(1 - f_v)}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma - 2}(1 - \xi)mZ_1} \left[\frac{q^2(1 + e)^2}{1 + e^2/2} \right] \times \\ & \times \left[\frac{2(\gamma + 2\beta - 2)(3 - \beta)}{3(\gamma + \beta - 2)\beta} + \frac{\gamma + 3\beta - 2}{\beta} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma - 2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma + 1}{\beta}\right)} \right]. \end{aligned} \quad (3.182)$$

Этот результат записан для $n = 4$, для $n = 2$ следует опустить первый множитель в квадратных скобках. Таким образом, при $n = 4$ величина накопленной дозы прямо пропорциональна квадрату перигелийного расстояния, а при $n = 2$ не зависит от перигелийного расстояния кометы.

Представим себе множество кометных ядер одинакового возраста T , но имеющих различные перигелийные расстояния. Тогда из (3.180) и (3.182) следует, что на близких расстояниях от Солнца накопленная доза не зависит от возраста и не зависит от величины перигелийного расстояния. Стационарность накопленной дозы продолжается до перигелийных расстояний, при которых $K(\varphi - \varphi_{\Pi}) = 1$, т.е. до

$$q = \sqrt{\frac{B(1 - \xi)mZ_1 T}{(1 - f_v)\epsilon_{\min}^{\beta}(1 + e)^2}}. \quad (3.183)$$

У более далеких комет величина накопленной дозы уменьшается в пределе обратно пропорционально квадрату перигелийного расстояния. Этот ход для частных значений $\gamma = 2 + \beta$, $\beta = 7/4$, $n = 4$ показан на рис. 8.

При $\epsilon_{\min} \approx 0,1$, $\xi = f_v = e = 0$, $Z_1 \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $B = 200$, $T \approx 10^{12} \text{ с}$ получается $q_{\max} = 10^6$ а.е. Следовательно, все кометы, наблюдаемые в Солнечной системе, давно достигли равновесного состояния по

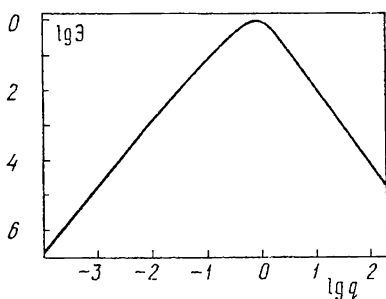


Рис. 8. Зависимость поглощенной дозы космической радиации от перигелийного расстояния кометы

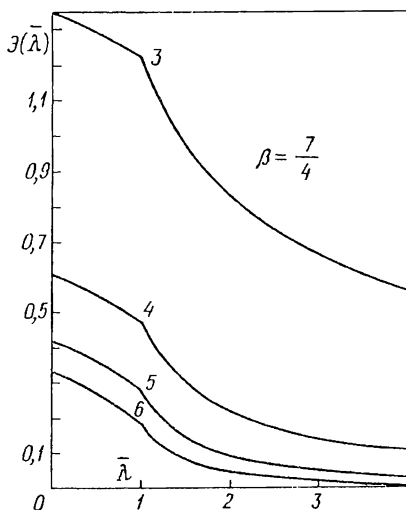


Рис. 9. Распределение накопленной дозы космической радиации в поверхностном слое ядра кометы

накопленной дозе и установился универсальный закон распределения поглощенной дозы по глубине. В рамках принятых здесь допущений этот закон имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\bar{\lambda} < 1) = & \frac{2\pi D_0(1-f_v)}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma-1}(1-\xi)mZ_1} \times \\ & \times \left\{ \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma-2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+1}{\beta}\right)} + \frac{(3-\beta)(\gamma+2\beta-2)}{\beta(\gamma+\beta-2)}(1-\bar{\lambda}) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{3} \left[\frac{\gamma+2\beta-2}{\gamma+\beta-2} \left(\frac{3}{\beta} - 1 \right) - \frac{\gamma-2}{\beta} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{\beta}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma-2}{\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+1}{\beta}\right)} \right] (1-\bar{\lambda})^3 \right\} \end{aligned} \quad (3.184)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\bar{\lambda} > 1) = & \frac{2\pi D_0(1-f_v)}{(\gamma + 2\beta - 2)\epsilon_{\min}^{\gamma-1}(1-\xi)mZ_1} \left[\frac{q^2(1+e)^2}{1+e^2/2} \right] \times \\ & \times \frac{\Gamma(3/\beta)\Gamma((\gamma-2)/\beta)}{\Gamma((\gamma+1)/\beta)} \bar{\lambda}^{\frac{2-\gamma}{\beta}} \end{aligned} \quad (3.185)$$

Распределение дозы с глубиной для $\beta = 7/4$ и $\gamma = 3, 4, 5, 6$ показано на рис. 9.

Для численной оценки \mathcal{E} необходимо знать значения D_0 , ϵ_{\min} , γ , Z_1 . Первое из них известно очень плохо. Несмотря на большой объем сведений о солнечных космических лучах, полученных с помощью космической техники, нет надежной оценки средней интенсивности солнечных космических лучей за много лет. Косвенная оценка $D_0 \sim 10^3 - 10^4$ получена Лалом и Венкатавараданом (1966). Принимая $\epsilon_{\min} \approx 0,1$ МэВ, $\gamma = 4$, $Z_1 = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻² · с⁻¹, получим $\mathcal{E}_0 = 6,4 \cdot 10^{10}$ МэВ/г, т.е. $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ эВ/молекула. Как видим, средний по времени эффект современных солнечных космических лучей весьма мал. Можно ожидать лишь нестационарных проявлений этого эффекта, когда величина D_0 достигает значений 10^{11} , а испарение относительно мало. Эффект облучения на ранних стадиях Солнечной системы был гораздо сильнее.

§ 3.6. Неизвестные компоненты?

Обсудим вопрос о возможности существования в ядрах комет еще не обнаруженных компонент. С одной стороны, такие компоненты обязаны быть в ядрах, так как до сих пор не открыты родительские молекулы большинства кометных радикалов. С другой стороны, после отождествления Герцбергом и Лю (1974) последней системы ярких, устойчиво наблюдаемых полос в спектре комет, принадлежащих иону H_2O^+ , практически

не осталось уверенно наблюдаемых, но неотожествленных спектральных компонент в видимой и ближней инфракрасной области.

Отождествление спектров комет, полученных за пределами атмосферы в далеком ультрафиолете, дали всего два новых вещества – радикал С и (недавно) молекулу S_2 , обнаруженную А'Херном и др. (1983). Мы рассмотрим здесь еще один довод в пользу существования неизвестных компонент – результат декаметровых наблюдений кометы Когоутека 1973 f.

14 января 1974 г. группа харьковских и горьковских радиоастрономов вела регистрацию декаметрового радиоизлучения кометы Когоутека на харьковском радиотелескопе УТР-2. При входе кометы в диаграмму направленности антенны принимаемая мощность излучения не увеличилась, а уменьшилась. Анализ обстоятельств эксперимента (Абранин и др., 1978) не дал возможности приписать результат каким-либо инструментальным или методическим погрешностям. Результат можно понять, если приписать атмосфере кометы способность сильно экранировать фон галактического радиоизлучения на частоте 12,5 МГц. При этом атмосфера кометы обладала оптической толщей $\tau > 1$ в пределах телесного угла $\Omega \sim 13$ кв. град. Вероятный механизм экранировки – рассеяние на свободных электронах кометной атмосферы. При этом оптическая толща (см. Гинзбург, 1967) вычисляется по формуле

$$\tau \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \mu ds = \frac{10^{-2}}{T_e^{3/2} f^2} \left[17,7 + \ln \left(\frac{T_e^{3/2}}{f} \right) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2 ds,$$

где использован коэффициент поглощения радиоволн частоты f ионизованным газом для предельного случая $f^2 > f_p^2$, где $f_p = e^2 n_e / (\pi m_e)$ – ленгмюровская частота, T_e и n_e – температура и плотность электронов, s – координата вдоль луча зрения.

Для расчета меры эмиссии примем простейшую сферически симметричную модель атмосферы. Будем считать процесс формирования проходящим в две стадии: испарение родительских молекул с последующим распадом на дочерние и ионизация дочерних молекул. Пусть в единицу времени с ядра кометы испаряется Q родительских молекул, скорость которых V_0 , а плотность у поверхности ядра $n_0(r_{\text{я}})$. Для меры эмиссии имеем выражение

$$ME = \int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2 \omega ds = \frac{Q^2}{8\pi^2 V_0^2 (V_{\text{Н}} \tau_{\text{н}})^3} F(x), \quad (3.186)$$

полученное в пренебрежении рефракцией для расстояний $r > r_{\text{я}}$. Безразмерная функция $F(x)$ в (3.186) определяется интегралом

$$F(x) = \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{\exp(-\alpha x \operatorname{ch} z) - \alpha \exp(-x \operatorname{ch} z)}{1 - \alpha} \right] \frac{dz}{(x \operatorname{ch} z)^3}, \quad (3.187)$$

где α – отношение времен жизни,

$$\alpha = \tau_{\text{н}} / \tau_{\text{д}} \quad (3.188)$$

и безразмерный прицельный параметр x связан с размерным R со-

отношением

$$x = R/(V_H \tau_H). \quad (3.189)$$

Для объяснения эффекта, наблюдавшегося 14 января 1974 г., необходимо, чтобы оптическая толща кометной атмосферы была больше единицы внутри круга, радиус которого

$$R = \Delta \sqrt{\Omega/\pi} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}. \quad (3.190)$$

Здесь $\Delta = 0,809$ а.е. — геоцентрическое расстояние кометы в момент наблюдения. Радиус (3.190) значительно больше видимого изображения кометы и соответствует ее водородной атмосфере по Каррузерсу и др. (1974), однако легко показать, что оптическая толща в радиодиапазоне не может быть объяснена ионизацией водорода.

Действительно поток атомов водорода по сводке Келлера (1976) на дату наблюдения составлял $Q = 2,4 \cdot 10^{29} \text{ с}^{-1}$. Скорость и пробег по ионизации для водородных атомов составляли соответственно $V_H = 8 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $V_H \tau_H \approx 6,4 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Время жизни молекулы воды до диссоциации на водород и гидроксил значительно меньше времени ионизации атома водорода, т.е. $\alpha \gg 1$. Если при этих параметрах принять $T_e \approx 10^4 \text{ К}$ и $V_0 \approx 10^4 \text{ см/с}$, то при этом на границе области, радиус которой определен по (3.190), водородная кома оказывается на частоте 12,5 МГц прозрачной. Случай $\alpha \gg 1$ вообще находится в резком противоречии с наблюдательными данными, так как при этом плотность падает от центра к краю по закону $\sim r^{-2}$. Если на периферии такой атмосферы $\tau \approx 1$, то в центральной части кометы $\tau \gg 1$, что дало бы обнаружимый поток радиоизлучения на более высоких частотах. Следовательно, экранировать галактический фон, не давая при этом собственного излучения, могла только полая плазменная оболочка, получающаяся в рамках рассматриваемой модели при $\alpha \lesssim 1$.

Анализ наблюдений, проведенный автором совместно с Абралиным и др. (1978), показывает, что доминировавший в атмосфере кометы ион образован довольно своеобразно. Сначала некоторая неизвестная родительская молекула диссоциирует на радикалы сравнимой массы, обеспечивая разлет их со скоростью $\leq 1-2 \text{ км/с}$, что на порядок выше тепловой скорости вылета родительских молекул из кометного ядра. Пробег дочернего нейтрала до ионизации должен составлять $V_H \tau_H \approx 10^{10} \text{ см}$. При полном потоке молекул $Q \sim 10^{30} \text{ с}^{-1}$ на периферии кометной атмосферы образуется полая плазменная оболочка с плотностью электронов $n_e \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$. Если допустить еще охлаждение электронной компоненты в процессе адиабатического расширения, то получится требуемое значение и пространственное распределение меры эмиссии. Весьма существенно, что родительская молекула успевает пройти значительное расстояние до диссоциации. Это необходимо для снижения электронной плотности внутри атмосферы, т.е. для ее оболочечной структуры.

Ни одна из известных или предполагаемых дочерних и родительских молекул требуемым свойством не обладает. Можно поэтому подозревать наличие в кометных ядрах какой-то неоткрытой компоненты, обладающей требуемыми свойствами (медленная диссоциация с образованием легко ионизируемого радикала). Наиболее вероятными кандидатами на

эту роль являются окислы азота. Будучи химически активными, они образуют стойкие соединения с другими радикалами. В то же время окислы азота спектрально трудно обнаружимы в видимом и ультрафиолетовом участках спектра, кроме того, некоторые из них легко ионизируются (например, NO в верхней атмосфере Земли – основной источник электронов). Обсужденный здесь радиоастрономический результат, к сожалению, единственный. Поэтому нет возможности категорически настаивать на выводах этого раздела в их конкретной форме. В то же время безусловно можно предсказать открытие новых неизвестных компонент кометного ядра.

Добавление в корректуре. В 1986 г. в Гейдельберге состоялся международный симпозиум по результатам исследований кометы Галлея (см. ссылку на стр. 6). Несколько докладов были посвящены специально поискам различных веществ в атмосфере кометы. Поиски велись оптическим методом (спектральной аппаратурой) и масс-спектрометрически. Наиболее интересны следующие результаты. В атмосфере обнаружены нейтральные молекулы CO, H₂CO и CO₂¹⁾. Последнее не является большой неожиданностью, так как давно известен ион CO₂⁺. Интересно, что ход плотности CO₂ внутри комы свидетельствует о присутствии CO₂ непосредственно в ядре либо о его происхождении путем распада весьма короткоживущей родительской молекулы с временем жизни ~ 10² с. Не увенчались успехом поиски CH₄, здесь оценен только верхний предел²⁾. Второй интересный результат, полученный Уоллисом и Кришнасвами с помощью Европейского ультрафиолетового спутника – обнаружение в атмосфере кометы Галлея молекулы NO³⁾, о которой выше говорилось как о гипотетической составляющей кометных атмосфер.

¹⁾ Combes M., Moroz V., Crifo J.F. et al. Detection of parent molecules in Comet Halley from the IKS-VEGA experiment // 20 th ESLAB Symp. on the Explor. of Halley's comet. – ESA SP-250. – 1986. – V. 1. – P. 353–358.

²⁾ Drapatz S., Larson H.P., Davis D.S. Search for methan in Comet Halley / Ibid. – P. 347–352.

³⁾ Wallis M.K. and Krishna Swamy K.S. Some molecular abundances in Halley's UV Spectra // 20 th ESLAB Symp. on the Explor. of Halley's comet. – ESA SP-250. – 1986. – V 3. – P. 7–10.

СТРОЕНИЕ И РАЗМЕРЫ КОМЕТНЫХ ЯДЕР ПО ДАННЫМ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОМЕТРИИ

§ 4.1. Связь параметров ядра с интегральным блеском кометы

В настоящей главе рассматривается теория интегральной светимости кометы, газовой составляющей кометной атмосферы.

Интегральный визуальный блеск кометы обусловлен полосами Свана молекулы C_2 , соответствующими разности колебательных квантовых чисел верхнего и нижнего электронных состояний $v' - v'' = 1$. Эта система полос расположена в области длин волн 5466 – 5634 Å. Светоприемник (глаз наблюдателя) будем описывать ночной кривой видности V'_λ , максимум которой достигается при $\lambda = 5070$ Å. Ночная кривая видности глаза, в отличие от дневной, не стандартизована. В литературе можно найти несколько различных вариантов (Аллен, 1977; Гуревич, 1968) этой кривой. Мы выбрали, совершенно произвольно, вариант V'_λ , приведенный Гуревичем (1968). Значение чувствительности глаза в максимуме функции видности принято равным $S_{\max} = 1,701$ лк · эрг⁻¹ · см² · с.

Вместо завышенных значений сил осцилляторов, на основе которых получены формулы (1.9) и (1.10), будем пользоваться результатом Шади (1967), который дает для полосы $d^3P_g - a^3P_u$ молекулы C_2 значение $f_{00} = 6,76 \cdot 10^{-3}$. Учтем также распределение молекул C_2 по колебательным состояниям на основании результатов Кришнасвами и О'Делла (1977), которые использовались А'Херном (1978), и вероятности переходов по Куперу и Никольсу (1976).

Пусть населенность колебательного уровня v'' нижнего электронного состояния полос Свана 3P_u есть

$$n(v'') = N_{C_2} x(v''), \quad (4.1)$$

где N_{C_2} – полное число молекул C_2 в атмосфере кометы, $x(v'')$ – доля молекул в состоянии v'' , нормированная следующим образом:

$$\sum_{v''} x(v'') \approx 1. \quad (4.2)$$

Время жизни возбужденных состояний мало, поэтому можно считать равенство (4.2) не приближенным, а точным.

Мощность P , поглощаемую молекулой C_2 при переходе с уровня v'' нижнего электронного состояния a^3P_u на уровень $v' = v'' + \Delta v$ верхнего электронного состояния d^3P_g , представим в виде произведения двух функций: относительной безразмерной функции $P_r(\Delta v, v'')$, определенной так, что $P_r(0, 0) = 1$, и размерной абсолютной, функции $P_{abs}(0, 0)$.

По определению

$$P(v'' \rightarrow v') = P_r(\Delta v, v'') P_{\text{abs}}(0, 0). \quad (4.3)$$

Эффективный визуальный поток энергии, рассеянный кометной атмосферой, может быть представлен в виде суммы по комбинациям верхнего и нижнего колебательных квантовых чисел:

$$F = N_{C_2} P_{\text{abs}}(0, 0) \sum_{v''} \sum_{\Delta v} V'_\lambda x(v'') P_r(\Delta v, v''). \quad (4.4)$$

Полезь принятого представления состоит в том, что функция $P_r(\Delta v, v'')$ и величины $x(v'')$ могут быть рассчитаны только на основании факторов Франка–Кондона, т.е. без использования абсолютных значений сил осцилляторов.

Мощность, поглощаемая молекулой C_2 в полосе 0–0 системы Свана, выражается через плотность солнечного излучения ρ_{00} на длине волны полосы $\lambda_{00} = 5165 \text{ \AA}$, коэффициент дилуции

$$w = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_\odot}{R_\oplus r_K} \right)^2} \right) \approx \left(\frac{R_\odot}{2R_\oplus r_K} \right)^2 \quad (4.5)$$

и универсальные константы (заряд электрона e , массу электрона m_e и скорость света в вакууме c) следующим образом:

$$P_{\text{abs}}(0, 0) = \frac{\pi e^2 f_{00} h c}{m_e \lambda_{00}} \rho_{00} w. \quad (4.6)$$

Освещенность, созданная кометой на Земле, связана с потоком F соотношением

$$E_K = \frac{S_{\text{max}} F}{4\pi R_\oplus^2 \Delta^2}, \quad (4.7)$$

где, как и в (4.5), явно выделена размерная величина астрономической единицы $R_\oplus = 1,495998 \cdot 10^{13} \text{ см}$, поскольку гелио- и геоцентрическое расстояния кометы r_K и Δ – безразмерные величины, выраженные в астрономических единицах. Радиус Солнца R_\odot в выражении (4.5) – также величина размерная. Принимая в качестве ρ_{00} планковское распределение при $T_\odot = 5807 \text{ К}$, приводим соотношения (4.4)–(4.7) к виду

$$E_K = \frac{\pi h e^2 R_\odot^2 S_{\text{max}} f_{00} N_{C_2}}{2 m_e R_\oplus^4 r_K^2 \Delta^2 \lambda_{00}^3} \left(e^{hc/(\lambda k T_\odot)} - 1 \right)^{-1} \times \\ \times \sum_{v''} \sum_{\Delta v} V'_\lambda x(v'') P_r(\Delta v, v''). \quad (4.8)$$

Это и есть основная формула для интерпретации визуальных наблюдений свечения газовой комы.

Для подсчета двойной суммы, входящей в (4.8), мы заимствовали значения $P_r(\Delta v, v'')$ и $x(v'')$ у А'Херна (1978), изменив принятую в оригинале нормировку относительных населенностей $x(0) = 1$ на нормировку (4.2). Эти и другие данные для расчета можно найти у Шульмана (1981b). Несмотря на некоторое перераспределение по населенностям при изменении

гелиоцентрического расстояния, сумма в выражении (4.8) слабо зависит от $r_{\text{к}}$ и можно принять, учитывая, что результат требуется для интерпретации не очень точных данных, для всех расстояний

$$\sum_{\Delta v} \sum_{v''} V_{\lambda}' x(v'') P_r(\Delta v, v'') \approx 0,9. \quad (4.9)$$

Воспользовавшись связью между освещенностью E на Земле (в люксах) и интегральным блеском m любого астрономического объекта, исправленным за атмосферное поглощение,

$$E = 10^{-0,4(m+13,89)}, \quad (4.10)$$

приведем (4.8) в приближении (4.9) к виду

$$f_{00} N_{C_2} = 10^{32,07-0,4M_{\text{к}}}, \quad (4.11)$$

где

$$M_{\text{к}} = m - 5 \lg r_{\text{к}} - 5 \lg \Delta \quad (4.12)$$

— звездная величина кометы, приведенная к единичным $r_{\text{к}}$ и Δ по закону обратных квадратов. Разумеется, $M_{\text{к}}$ — не абсолютная звездная величина кометы и сама зависит от гелиоцентрического расстояния, так как в выражение (4.8) кроме множителя $r_{\text{к}}^2$ в знаменателе входит зависящая от $r_{\text{к}}$ величина N_{C_2} . Подстановка в (4.11) значения силы осциллятора по Шади дает оценку

$$N_{C_2} = 10^{34,24-0,4M_{\text{к}}}, \quad (4.13)$$

которая и является окончательным результатом настоящего параграфа. Если в (4.13) вместо $M_{\text{к}}$ подставить абсолютную величину кометы, то получится полное число атомов в C_2 в атмосфере кометы на единичном гелиоцентрическом расстоянии.

§ 4.2. Тепловой режим и сублимация чистого льда

Первые попытки определения температуры кометных ядер принадлежат Занстра (1928), Орлову (1935), Левину (1948). Они основаны на предположении о радиационном балансе поверхности ядра в поле фотонной радиации Солнца, и приводят к оценке температуры вида (1.6) с различными значениями параметра T_1 . При этом явно предполагалось, что ядро кометы — каменный монолит, и неявно, что теплопроводность вещества ядра равна нулю. Сейчас известно, что первое предположение неверно, а второе — неточно.

Учет теплопроводности вещества ядра впервые произвел Миннаэрт (1947), однако фактически им рассмотрен тепловой режим не кометного ядра, а астероида.

После появления ледяной модели Уиппла (1950а, б, 1951а) и высказанных им соображений по поводу теплового режима ядра (см. также § 1.4) появилась работа Грушки (1957б) по расчету переноса тепла в ледяном ядре. В уравнении теплового баланса поверхности Грушка опускает радиационные потери, однако считает, что температура поверхности ядра равна радиационно-равновесному значению (?).

Впервые задача о теплопроводности кометных ядер была правильно поставлена и решена в работах Добровольского (1956), Марковича (1957, 1958, 1959, 1961, 1969), Марковича и Туленковой (1968). Уравнение теплопроводности, описывающее ход температуры во времени и пространстве, имеет вид

$$\rho_{\text{я}} C \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(K \text{ grad } T) = S(\vec{r}, t), \quad (4.14)$$

где $T(\vec{r}, t)$ – пространственно-временное распределение температуры в ядре, $\rho_{\text{я}}$ – плотность вещества ядра, C – его теплоемкость, рассчитанная на единицу массы, K – теплопроводность вещества ядра, S – функция, описывающая мощность внутренних источников энергии в ядре. Для определения поля температуры в ядре кометы уравнение (4.14) необходимо интегрировать совместно с дополнительными условиями.

На поверхности ядра кометы должно соблюдаться условие

$$\frac{q(1 - \alpha) \cos z'}{r_{\text{к}}^2} = \epsilon \sigma_{\text{Б}} T^4 + Z(L + 2kT_s) - K \nabla T \Big|_{R(\vec{r}_{\text{я}}, t) = 0}, \quad (4.15)$$

где q – солнечная постоянная, равная $1,36 \cdot 10^6$ эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$, α – альбедо данного участка поверхности ядра, ϵ – его коэффициент излучения, $\sigma_{\text{Б}}$ – постоянная Стефана–Больцмана, Z – поток сублимата (воды) с единицы поверхности в данном месте, T_s – температура сублимата (близкая, но, вообще говоря, отличная от температуры поверхности ядра), L – энергия сублимации одной молекулы (для воды $L \approx 0,5$ эВ),

$$R(\vec{r}_{\text{я}}, t) = 0 \quad (4.16)$$

– уравнение поверхности ядра кометы, являющейся подвижной из-за испарения границей ядра, z' – зенитное расстояние Солнца в данной точке. Для полного описания необходимо дополнить систему уравнением испарения ядра, описывающим изменение его размеров и формы, которое для ледяного ядра без пыли имеет вид

$$\vec{n}_0 \frac{d\vec{r}_{\text{я}}}{dt} = - \frac{Zm}{\rho_{\text{я}}}, \quad (4.17)$$

где m – масса молекулы сублимата, $\vec{r}_{\text{я}}$ – радиус-вектор точки на поверхности ядра кометы, \vec{n}_0 – орг нормали к поверхности ядра. Кроме того, остается неопределенным начальное состояние ядра.

Строго говоря, для расчета теплового режима ядра необходимо проследить тепловую его историю, начиная с момента его "зарождения", т.е. сначала уравнения (4.14)–(4.17) следовало бы интегрировать при $Z < 0$, когда кометное ядро росло, расходуя материал протопланетного облака, а затем уже с полученным установившимся распределением температуры в толще ядра интегрировать уравнение теплопроводности для современного этапа эволюции ядер комет, когда $Z > 0$. К счастью, реальные физические свойства кометных ядер таковы, что многие важные характеристики можно получить путем упрощенного подхода, минуя расчет предыстории ядра.

Оценка времени установления теплового равновесия в чисто ледяном ядре имеет вид

$$\tau_T \approx \frac{r_{\text{я}}^2 \rho_{\text{я}} C}{K}, \quad (4.18)$$

где $r_{\text{я}}$ – радиус (предполагаемого сферическим) ядра. Подставим в это выражение значения параметров льда по справочнику Богородского и Гаврило (1980):

$$K = \left(0,4685 + \frac{488,19}{T} \right) \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (4.19)$$

$$C = 0,0078 T \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}. \quad (4.20)$$

Плотность чистого льда по тому же источнику $\rho_{\text{я}} = 916,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$. Подстановка численных значений в (4.18) дает $\tau_T = 16\,000$ лет, т.е. время, существенно меньшее возраста Солнечной системы. Следовательно, все кометы давно достигли теплового равновесия по глубине и обладают изотермическими, кроме поверхностного слоя, ядрами.

Полученная оценка позволяет опустить первый член в уравнении (4.14). Следовательно, в уравнении (4.15) можно отбросить последний член в правой части. Останется ли в силе этот вывод, если кометное ядро – рыхлый снежный ком, а не лед, по плотности сравнимый с земным льдом? Для пористого льда с порами, насыщенными воздухом или произвольным газом, справедливо соотношение (Швердфлегер, 1963)

$$K_{\text{пор}} = K \frac{1 + 0,5f - V_{\text{в}}(1 - f)}{1 + 0,5f + 0,5(1 - f)V_{\text{г}}}, \quad (4.21)$$

где $V_{\text{г}}$ – относительный объем, f – отношение теплопроводностей воздуха и чистого льда,

$$f = K_{\text{г}}/K, \quad (4.22)$$

K – теплопроводность чистого льда, определенная по (4.19), $K_{\text{г}}$ – теплопроводность газа. Плотность такого льда также меньше плотности чистого льда, а именно

$$\rho_{\text{пор}} = \rho(1 - V_{\text{г}}). \quad (4.23)$$

Формула (4.21) суммирует решеточную и газовую теплопроводности, таким образом, оказывается опущенным только вклад лучистой теплопроводности, которую можно вычислить с помощью (1.19), заменив $(1 - A)$ на коэффициент излучения льда, а в качестве свободного пробега фотона (поскольку вода практически непрозрачна для инфракрасного излучения) взять размер поры. В силу этой непрозрачности коэффициент излучения воды в области 15–20 мкм можно также приравнять единице.

Применяя (4.21) к кометным условиям, необходимо учесть, что в порах происходит кнудсеновское течение газа. При этих условиях коэффициент газовой теплопроводности определяется выражением

$$K_{\text{г}} = \frac{9}{4} k_{\text{Б}} n_{\text{н}}(T) \sqrt{\frac{kT}{\pi m}}, \quad (4.24)$$

где l – размер поры, $n_n(T)$ – плотность насыщенных паров воды при температуре T , k_B – постоянная Больцмана.

Пренебрегая вкладом газа в плотность и теплоемкость единицы массы вещества, получаем выражение для расчета теплопроводности пористого льда по заданной плотности, температуре и среднему размеру поры,

$$K = K'_r \frac{1,5f + (1-f)\rho_{\text{пор}}/\rho}{1,5 - 0,5(1-f)\rho_{\text{пор}}/\rho}, \quad (4.25)$$

где

$$K'_r = 4\sigma T^3 l + K_r \quad (4.26)$$

– сумма лучистой и газовой теплопроводности. В (4.24) следует подставлять в качестве характерной длины переноса не размер поры, а среднее гармоническое между размером поры и длиной свободного пробега молекулы. Уточненное выражение для газовой теплопроводности имеет вид

$$K'_r = \frac{\frac{9}{4} \frac{k}{\sigma_k} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}}{1 + \frac{kT}{\sigma_k l \sqrt{2}} 10^{-A+B/T}} \quad (4.27)$$

где A и B – константы, описывающие температурную зависимость давления насыщенного пара воды, σ_k – газокинетическое сечение, а m – масса молекулы воды. Согласно Барону и др. (1983), $\sigma_k = 4,05 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$. Результаты расчета теплопроводности пористого льда при значениях плотности 0,1, 0,3 и 0,5 г · см⁻³ и при размерах пор 10⁻³ м и 10⁻⁵ м показаны на рис. 10. Видно, что в данном интервале теплопроводность практически не зависит от размера поры l , слабо зависит от температуры при $T \geq 150$ К и приблизительно линейно зависит от плотности. Сохраняется и оценка времени тепловой релаксации ядра.

Приведенные расчеты основаны на классической теории теплопроводности пористых веществ, справедливой, когда на стенках пор не происходят процессы сублимации-конденсации. Если таковые процессы сопровождают перенос тепла, то, как показано Михальченко и др. (1972), Веркиным и др. (1980), теплопроводность увеличивается на 1,5–2 порядка. По рис. 11, заимствованному из монографии Веркина и др. (1980), сверхтеплопроводность исчезает при температурах выше тройной точки (для азота $T_3 = 63,16$ К) и существует в узком диапазоне температуры (43–63 К) и давления ($0,1p_3 < p < p_3$).

Получим выражение для коэффициента конденсационно-сублимационной теплопроводности льда H₂O для случая кнудсеновского течения в порах. Ограничимся самой элементарной оценкой потока тепла в данном случае,

$$q = -\lambda P_0 L \nabla(p/\sqrt{2\pi m k T}), \quad (4.28)$$

где P_0 – пористость, т.е. доля сечения, занятая порами, L – энергия сублимации. Отсюда получаем выражение для коэффициента теплопроводности

$$K \approx \lambda P_0 \frac{kB^2 p}{T^2 \sqrt{2\pi m k T}}, \quad (4.29)$$

где $B = L/k$.

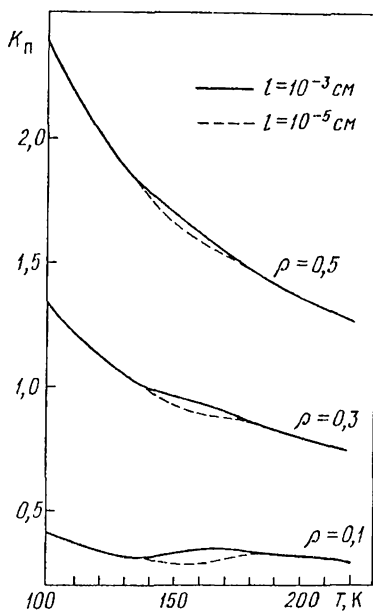


Рис. 10. Теплопроводность пористого льда

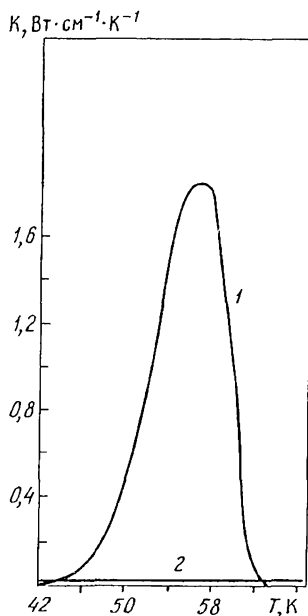


Рис. 11. Сверхтеплопроводность твердого пористого азота в окрестности тройной точки: 1 – сверхтеплопроводность, 2 – обычная теплопроводность

В космических условиях пористость возникает при коагуляции микрокристалликов льда и может быть довольно близкой к единице. Характерная длина переноса λ (величина одного порядка с диаметром поры) при этом может быть $\sim 0,1$ см. В этом случае оценка (4.29) дает $K \approx \approx 29 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, т.е. значение, при $T = 273 \text{ К}$ на порядок превосходящее классическое значение теплопроводности льда. Следовательно, приведенная выше оценка времени тепловой релаксации вполне надежна.

Из сказанного следует, что при изучении орбитальных вариаций блеска кометы (а не быстрых суточных изменений) допустимо пользоваться в качестве приближения соотношением (4.15) как полностью описывающим тепловой режим поверхности ядра. Во многих случаях можно опустить и кондуктивный поток тепла, полагая

$$|K \nabla T| \ll \epsilon \sigma_B T^4 + Z(L + 2kT), \quad (4.30)$$

кроме того, такой способ применения выражения (4.15) предполагает, что в качестве $q \cos z$ подставляется среднесуточное ("сутки" – кометные!) значение инсоляции, которое относится уже не к точке на поверхности ядра, а к целому климатическому поясу.

Для интерпретации основных фотометрических закономерностей достаточно рассмотреть тепловой режим окрестности подсолнечной точки, где $\cos z \approx 1$.

Конкретизируем теперь функцию Z – удельную газопроизводительность ядра. Классическая теория сублимации, подробно рассмотренная в рамках

кометных проблем в монографиях Добровольского (1966а) и Шульмана (1972а), приводит к выражению

$$Z = \frac{p_n(T)}{\sqrt{2\pi mkT}}, \quad (4.31)$$

в котором $p_n(T)$ — давление насыщенных паров сублимата при заданной температуре льда.

Более общее выражение, учитывающее обратный поток молекул и структурные особенности поверхности сублимации имеет вид

$$Z = \alpha \left[\frac{p_n(T)}{\sqrt{2\pi mkT}} - \frac{p_\infty(T_\infty)}{\sqrt{2\pi mkT_\infty}} \right], \quad (4.32)$$

где α — коэффициент сублимации, который на основании принципа детального баланса равен коэффициенту конденсации — вероятности того, что молекула пара, столкнувшаяся с твердой поверхностью, перейдет в кристалл, а не отразится от поверхности; T_∞, p_∞ — значения температуры и давления газа на некотором расстоянии от поверхности льда, в несколько раз превышающем длину свободного пробега.

В условиях, типичных для кометных ядер, редко возникает необходимость учета обратного потока, так как при сферически симметричном истечении в вакуум число Маха лишь незначительно превосходит единицу, т.е. обратный поток молекул экспоненциально мал.

Физическая природа появления в формуле (4.32) коэффициента α объясняется особенностями кинетики процессов конденсации-сублимации, описанными Кнаке и Странским (1959), в сборнике под редакцией Леммлейна и Чернова (1959), Адамсом (1979), Лебедевым и Перельманом (1973), Хирсом и Паундом (1966).

В соответствии с экспериментальными данными Деви и Соморджаи (1971) и Новикова и Вегнера (1969) макрошероховатость не влияет на скорость сублимации. В отличие от нее шероховатость на молекулярном уровне может обеспечить $\alpha > 1$, а высокая температура кристалла — $\alpha < 1$. Мы не развиваем здесь подробно теорию этих процессов, так как в типичных кометных условиях $\alpha \approx 1$, можно пользоваться соотношением (4.31) и написать уравнение теплового баланса в виде

$$\frac{\langle q \cos z \rangle (1 - A)}{r^2} = \epsilon \sigma_B T^4 + \frac{(L + 2kT) \cdot 10^4 \cdot e^{-B/T}}{\sqrt{2\pi mkT}}. \quad (4.33)$$

Решая это уравнение относительно T , получим некоторую универсальную зависимость, характеризующую чистый лед. График этой зависимости приведен на рис. 12. На рис. 13 показан ход газопроизводительности ядра Z . Заметим, что по оси абсцисс на рис. 12 нанесен логарифмический масштаб, следовательно, погрешность в принятом значении альbedo льда (0,8) приведет лишь к смещению кривой вдоль оси $\lg r$.

Подобный подход к расчету газопроизводительности ядра применялся в работах Рийвеса (1952, 1966), Добровольского (1956), Марковича (1959, 1974), Хюбнера (1965, 1966), Шульмана (1972а, 1981а, б, 1982а), Мендиса и Бриана (1977, 1978), Вайсмана и Киффера (1981), Уоллиса и Макферсона (1981), Клингера (1981), Гораньи и др. (1982). Реальные ко-

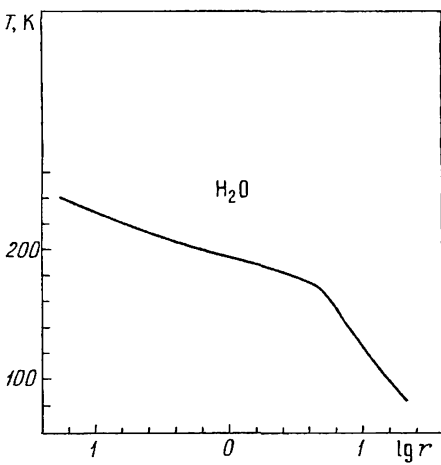


Рис. 12. Гелиоцентрический ход температуры чистого льда при ортогональном освещении

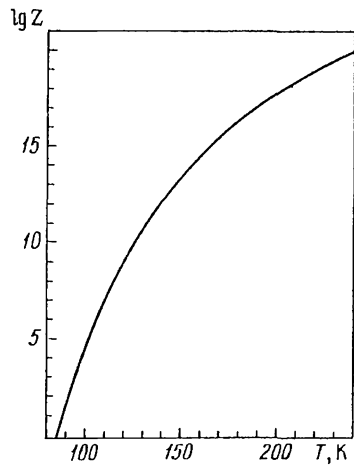


Рис. 13. Газопродуктивность (логарифм потока, выраженного в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) чистого льда H_2O как функция температуры

метные льды содержат кроме H_2O различные примеси. Ясно, что более летучие вещества испаряются примерно в темпе, навязанном испарением льда H_2O . Менее летучие вещества, наоборот, скапливаются на поверхности, задерживая испарение молекул воды и всех более летучих веществ.

Попытаемся дать здесь набросок такой теории. Используя символику и подход § 3.3, можно обобщить уравнение теплового баланса (4.33) на смесь веществ. Обобщенное уравнение имеет вид

$$\frac{q(1 - \alpha) \cos z}{r_k^2} = \epsilon \sigma T^4 + \sum_i \sum_j \frac{p_j^i S_{j0} S_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} (L_j^i + 2kT), \quad (4.34)$$

где смысл обозначений изложен в пояснениях к формулам (3.62)–(3.64), а

$$L_j^i = kB_j^i \quad (4.35)$$

– энергия сублимации молекулы i -го сорта с подслоя молекул j -го сорта.

Отбрасывая в уравнениях (3.65) и (3.66) члены, описывающие обратные потоки молекул на ядро, получим выражение для потока молекул i -го сорта

$$Z^{(i)} = \frac{\sum_j p_j^i S_{j0}}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \quad (4.36)$$

и дифференциальное уравнение для коэффициентов распределения поверхности

$$\frac{dS_i}{dt} = \sum_{j \neq i} \frac{\sigma_j p_j^j S_{j0} S_j}{\sqrt{2\pi m_j kT}} - \sum_{i \neq i} \frac{\sigma_i p_j^i S_i S_{j0}}{\sqrt{2\pi m_i kT}}. \quad (4.37)$$

Уравнения (4.34)–(4.37) полностью описывают кинетику сублимации мно-

гокомпонентного льда. Заметим, что в выражениях (4.34), (4.36) и (4.37) появились множители S_{i0} — коэффициенты распределения в глубине ядра, не искаженные процессом сублимации. В отличие от них коэффициенты S_i заданы на внешней поверхности, обедненной летучими веществами, и поэтому $S_i \equiv S_{i0}$. Набор величин S_{i0} однозначно задан химическим составом ядра, набор S_i должен определяться путем решения задачи (4.34)–(4.37).

В такой постановке в задачу внесена идеализация:

1. Вместо того чтобы рассматривать ход величин S_i с глубиной и решать соответствующие уравнения в частных производных с учетом истинной формы поверхности (на микроуровне), мы считаем, что химический состав ядра претерпевает скачок в пределах мономолекулярного слоя.

2. Мы игнорируем микроструктуру поверхности — появление после сублимации наиболее летучих веществ микропор, стенки которых состоят из более тугоплавких веществ. Мы игнорируем также весь комплекс явлений, связанных с индивидуальным различием координационного числа для различных молекул поверхностного слоя и поверхности микропор.

3. Описывая взаимодействие молекула–подложка с помощью матрицы квазидавлений (3.63), мы тем самым учитываем взаимодействие молекул только с ближайшим слоем.

4. Мы предполагаем хаотическое распределение молекул различных веществ в каждом молекулярном слое. В рамках этого предположения вероятность обнаружить молекулу i -го сорта над слоем молекул j -го сорта равна $S_i S_{j0}$ для поверхностных и $S_{i0} S_{j0}$ для всех прочих молекул. На самом деле это предположение в общем случае неверно, так как при низкой температуре может оказаться энергетически более выгодным образование мелкозернистых эвтектик. Условия для агрегирования молекул по сортам могут возникнуть и в процессе роста ядра кометы. Таким образом, мы не учитываем частичную упорядоченность структуры вещества ядра.

5. Мы не приняли также во внимание возможность испарения молекулы i -го сорта из-под слоя молекул j -го сорта с преодолением соответствующего потенциального барьера (активированная диффузия сквозь молекулярное сито).

Снять перечисленные ограничения означает построить строгую теорию в терминах квантовой механики твердого тела, что выходит за рамки данной работы. Разумеется, подход к проблеме, выраженный соотношениями (4.34)–(4.37), должен по крайней мере представлять некоторое приближение к реальности. В его оправдание можно привести следующие соображения.

Первое ограничение несущественно ввиду малого времени испарения мономолекулярного слоя. Второе ограничение можно учесть косвенно, внося поправки в константы формулы (3.63). Третье ограничение остается; однако для молекулярных кристаллов пользоваться данным приближением вполне допустимо, поскольку силы межмолекулярного взаимодействия весьма короткодействующие. Четвертое ограничение мы снимем тем, что рассмотрим отдельно случай, прямо противоположный хаотическому распределению молекул, когда $S_i S_j = \delta_{ij} S_i$, что означает пренебрежение вкладом пограничных молекул, заполняющих поверхность раздела различных веществ в составе льда, и приближенно соответствующий испарению эвтектик.

Пятое ограничение мы здесь не снимаем. Имеются лабораторные эксперименты Каймакова и Шаркова (1971а) по образованию и сбросу солевых матриц с поверхности сублимирующих растворов, доказывающие, что прорыв летучих веществ сквозь слой нелетучих реально возможен. Однако в кометных условиях с образованием солевого слоя конкурирует процесс образования на поверхности ядер слоя пыли, который еще активнее, чем солевой слой, препятствует испарению льда (см. гл. 6).

Вернемся теперь к исходной задаче. Ограничимся простейшим вариантом, когда имеются всего две компоненты: водяной лед и примесь. В этом случае

$$S_{20} = 1 - S_{10}, \quad S_2 = 1 - S_1, \quad (4.38)$$

поэтому перераспределение поверхности между веществами описывается одним дифференциальным уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dS_1}{dt} &= \frac{\sigma_2 p_1^2 S_{10} (1 - S_1)}{\sqrt{2\pi m_2 k T}} - \frac{\sigma_1 p_2^1 S_1 (1 - S_{10})}{\sqrt{2\pi m_1 k T}} = \\ &= \frac{\sigma_2 p_1^2 S_{10}}{\sqrt{2\pi m_2 k T}} - S_1 \left[\frac{\sigma_2 p_1^2 S_{10}}{\sqrt{2\pi m_2 k T}} + \frac{\sigma_1 p_2^1 (1 - S_{10})}{\sqrt{2\pi m_1 k T}} \right]. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Уравнение баланса энергии (4.34) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{q(1 - \alpha) \cos z}{r^2} &= \epsilon \sigma T^4 + \\ &+ \frac{(L_1^{(1)} + 2kT) p_1^1 S_1 S_{10} + (L_2^{(1)} + 2kT) p_2^1 S_1 (1 - S_{10})}{\sqrt{2\pi m_1 k T}} + \\ &+ \frac{(L_1^{(2)} + 2kT) p_1^2 S_{10} (1 - S_1) + (L_2^{(2)} + 2kT) (1 - S_1) (1 - S_{10})}{\sqrt{2\pi m_2 k T}}. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Уравнение (4.39) показывает, что при $S_1 = 0$ производная положительна, так как при этом сублимирует только второе вещество; при $S_1 = 1$, наоборот, $dS_1/dt < 0$. Следовательно, существует по крайней мере одна точка устойчивого равновесия $0 < S_1 < 1$. Приравнявая нулю правую часть уравнения (4.39), имеем

$$S_1 = \left[1 + \frac{\sigma_1 p_2^1}{\sigma_2 p_1^2} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \left(\frac{1 - S_{10}}{S_{10}} \right) \right]^{-1}. \quad (4.41)$$

Это уравнение совместно с (4.40) определяет все возможные точки равновесия поверхности сублимирующей смеси. Поскольку правые уравнения нелинейны по температуре, нельзя априори утверждать, что такая точка всего одна, можно лишь утверждать, что число их нечетное, включая точки неустойчивого равновесия.

С помощью уравнения (4.39) легко убедиться, что равновесное значение S_1 устанавливается довольно быстро. Это подсказывает порядок наиболее простого расчета параметров двухкомпонентного ядра, который очевидным образом обобщается и на произвольное число веществ.

Расчет целесообразно производить путем табулирования обратной функции $r_{\kappa}(T)$ с помощью соотношений (4.41) и (4.40). По рассчитанной таблице методом обратной интерполяции можно найти T по заданному гелиоцентрическому расстоянию, а затем с помощью (4.41) S_1 и определить потоки отдельных веществ с помощью выражений

$$Z_1 = \frac{S_1}{\sqrt{2\pi m_1 kT}} [p_1^1 S_{10} + p_2^1 (1 - S_{10})] \quad (4.42)$$

и

$$Z_2 = \frac{1 - S_1}{\sqrt{2\pi m_2 kT}} [p_1^2 S_{10} + p_2^2 (1 - S_{10})]. \quad (4.43)$$

Если число компонент больше двух, то вместо (4.41) получим несколько однотипных выражений для коэффициентов распределения площади, в числителях которых будут стоять алгебраические дополнения соответствующих элементов матрицы коэффициентов правой части системы уравнений (4.37), а в знаменателе — их сумма, обеспечивающая нормировку величин.

На пути данного расчета встречается трудность — отсутствие экспериментальных данных о недиагональных элементах матрицы квазидавлений. Это заставляет обратиться к теории взаимодействия газ — твердое тело с целью получить определенные оценки функций $p_i^j(T)$. Формула для давления насыщенного пара получится приравниванием химических потенциалов газа и кристалла.

Имеем для линейных молекул

$$p_{\pi} = \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{8\pi^2 I (kT)^2}{h^2 s} \times \exp \left[-\frac{q}{kT} + 9 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \xi^2 (1 - e^{-\xi}) d\xi \right], \quad (4.44)$$

где I — момент инерции, h — постоянная Планка, θ_D — дебаевская температура, s — число симметрии, т.е. количество поворотов, совмещающих молекулу с самой собой, и для нелинейных молекул

$$p_{\text{нл}} = \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{8\pi^2 (2\pi kT)^{3/2} kT \sqrt{I_A I_B I_C}}{h^3 s} \times \exp \left[-\frac{q}{kT} + 9 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \xi^2 (1 - e^{-\xi}) d\xi \right], \quad (4.45)$$

где I_A, I_B, I_C — главные моменты инерции.

Глубина потенциальной ямы q различна не только для разных комбинаций поверхностная молекула — молекула подложки, но зависит также и от локального координационного числа и химической природы соседних молекул. Подразумевая усреднение по вариантам расположения поверхностной молекулы, считаем, что каждая комбинация примесь-под-

ложка характеризуется своей энергией q_i^j . В предэкспоненциальные множители формул (4.44) и (4.45) входят только параметры сублимирующих молекул. Это подсказывает следующую форму элементов матрицы квазидавлений:

$$p_j^i = \exp(A_i - B_j^i/T), \quad (4.46)$$

и дает возможность пользоваться константами A_i формул для давления насыщенного пара.

Для оценки B_j^i обратимся к теории межмолекулярных взаимодействий. Подробное изложение этой теории можно найти в монографиях Гиршфельдера и др. (1961), Каплана (1982) и в книгах под редакцией Пюльмана (1981), Фокса и др. (1967), Джайлдевайя и Ванслова (1977). Численные примеры применения теории межмолекулярных сил, основанные на оригинальных расчетах Лондона (1930) можно найти в книгах Шумского и др. (1967), Зейтца (1949), Мейсона и Сперлинга (1972).

Рассмотрим следующие частные случаи взаимодействия молекул с подложкой:

1. Энергия сцепления не зависит от материала подложки. При этом

$$B_j^i \approx B_i^i, \quad B_j^i \approx B_j^j. \quad (4.47)$$

2. Примесь находится в водяном льде в виде отдельных зерен. В этом случае величины B_j^i не входят в расчет режима сублимации и их значение безразлично.

3. Энергия сцепления молекулы примеси с молекулами воды занимает промежуточное значение между энергиями сублимации водяного льда и кристалла примеси. Для глубины потенциальной ямы Леннарда-Джонса при взаимодействии двух различных молекул с силовыми постоянными ϵ_1 и ϵ_2 часто пользуются приближением

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}, \quad (4.48)$$

слегка уточняя его, когда одна из двух молекул не обладает собственным дипольным моментом (Шумский и др., 1967, Лондон, 1930). Примем аналогичную оценку:

$$B_j^i \approx \sqrt{B_i^i B_j^j}. \quad (4.49)$$

Как было показано выше, в расчет сублимации смеси веществ входит матрица распределения поверхности между различными веществами. При учете влияния только одного слоя вещества подложки эта матрица двумерна. Ее элемент S_j^i — доля поверхности кристалла, занятая молекулами i -го вещества, расположенными поверх молекул j -го вещества. Условие нормировки величин S_j^i имеет вид

$$S_i = \sum_j S_j^i = \sum_j S_i^j, \quad (4.50)$$

$$\sum_i \sum_j S_i^j = \sum_i S_i = 1.$$

Перечисленным выше трем случаям взаимодействия примесь — подложка соответствуют различные формы матрицы распределения поверхности.

В первом из них эта матрица имеет вид

$$\begin{pmatrix} S_1^2 & S_1 S_2 & S_1 S_3 & \dots \\ S_2 S_1 & S_2^2 & S_2 S_3 & \dots \\ S_3 S_1 & S_3 S_2 & S_3^2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (4.51)$$

Этот подход, соответствующий полному перемешиванию веществ, использован в § 3.3 и в предыдущих выкладках этого параграфа. Здесь двумерная матрица сводится к вектору.

В двух последующих случаях матрица также сводится к вектору, хотя и совершенно различными способами.

Второй случай физически оправдан, если в водяном льде (вещество с индексом $i = 1$) находятся вкрапления более тугоплавких веществ. В процессе конденсационного роста ядра вероятность конденсации тугоплавкого вещества самого на себя выше, чем конденсация его молекул на водяной лед, поэтому матрица приближенно диагональна:

$$\begin{pmatrix} S_1 & \approx 0 & \approx 0 \\ \approx 0 & S_2 & \approx 0 \\ \approx 0 & \approx 0 & S_3 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (4.52)$$

Третий случай получается, когда в процессе роста ядра на поверхности льда конденсируется вещество, более летучее, чем вода. Вероятность конденсации его самого на себя менее вероятна, чем на водяную подложку. Следовательно, в толще водяного льда возможны всего лишь однослойные прожилки примеси, что соответствует матрице распределения вида

$$\begin{pmatrix} S_1^1 & S_1^2 & S_1^3 & \dots \\ S_2^1 & 0 & 0 & \dots \\ S_3^1 & 0 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} S_1^1 & S_1^2 & S_1^3 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (4.53)$$

Возвращаясь к задаче, сформулированной уравнениями (4.39) – (4.43), видим, что формулировка полностью соответствует первому случаю с матрицей вида (4.51). Подстановка стационарного значения коэффициента распределения (4.41) в выражения для парциальных газопроизводительностей (4.42) и (4.43) дает

$$Z_1 = \frac{\sigma_2 p_1^2 \sqrt{m_1} S_{10}}{\sqrt{2\pi m_1 kT}} \cdot \frac{p_1^1 S_{10} + p_2^1 S_{20}}{\sigma_2 p_1^2 \sqrt{m_1} S_{10} + \sigma_1 p_2^1 \sqrt{m_2} S_{20}}. \quad (4.54)$$

$$Z_2 = \frac{\sigma_1 p_2^1 \sqrt{m_2} S_{20}}{\sqrt{2\pi m_2 kT}} \cdot \frac{p_1^2 S_{10} + p_2^2 S_{20}}{\sigma_2 p_1^2 \sqrt{m_1} S_{10} + \sigma_1 p_2^1 \sqrt{m_2} S_{20}}. \quad (4.55)$$

Учитывая связь между коэффициентами распределения площади поверхности и химическим составом ядра, можно утверждать, что стационарное решение (4.41) имеет физический смысл, если сублимация происходит

азеотропно, т.е.

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{S_{10}\sigma_2}{S_{20}\sigma_1} . \quad (4.56)$$

В противном случае сублимация происходила бы с изменением химического состава сублимата и не могла бы быть стационарной. Легко видеть, что условие азеотропности сводится к равенству квазидавлений

$$p_1^1 = p_2^1, \quad p_1^2 = p_2^2 \quad (4.57)$$

т.е. к независимости квазидавления от подложки, следующей из соотношений (4.47).

Если объемное и поверхностное содержание примеси относительно невелико, то $S_{20} \ll S_{10}$ и можно отбросить малые члены в выражениях (4.54) и (4.55). Получаются тривиальные выражения для удельных газо-производительностей,

$$Z_1 = \frac{p_1 S_{10}}{\sqrt{2\pi m_1 k T}} , \quad (4.58)$$

$$Z_2 = \frac{p_1 \sigma_1 S_{20}}{\sigma_2 \sqrt{2\pi m_1 k T}} , \quad (4.59)$$

которые в неявном виде давно приняты в кометной физике. Можно рассматривать результат (4.58), (4.59) как контроль правильности наших рассуждений, справедливых для более общих условий. Итак, примесь, термодинамически близкая к воде и равномерно распределенная в толще кометного льда, испаряется в темпе сублимации водяного льда.

Перейдем теперь ко второму случаю, когда примесь заморожена в лед в виде микрокристаллов другого вещества. Если энергия сцепления микрокристаллика примеси с водяным льдом меньше энергии сублимации примеси, то пары льда увлекают в атмосферу микрокристаллики примеси, которые окончательно сублимируют в атмосфере, где этому способствует их более высокая температура.

Противоположный вариант – сильная адгезия микрокристалликов примеси к водяному льду, при которой сублимация примеси происходит без их уноса в атмосферу.

Анализ первого варианта довольно тривиален. Для удельных газопроизводительностей справедливы выражения (4.58) и (4.59) с той лишь разницей, что определяемое (4.59) значение Z_2 устанавливается не у поверхности ядра, а на некотором расстоянии от нее, после полной сублимации кристалликов примеси. В этом случае энергию сублимации примеси следует исключить также из (4.34). Для анализа второго варианта необходимо ввести дополнительные характеристики примеси. Считаем, что примесь в водяном льде состоит из кубических микрокристалликов. Пусть общее число их в единице объема смеси равно $N_{кр}$, а ребро куба – b . Не предполагая все кристаллики одинаковых размеров, вводим их средние параметры: среднюю длину ребра $\langle b \rangle$, среднюю площадь грани $\langle b^2 \rangle$,

средний объем $\langle b^3 \rangle$. Таким образом, в единице объема смеси содержится объем водяного льда $1 - N_{\text{кр}} \langle b^3 \rangle$ и объем примеси $N_{\text{кр}} \langle b^3 \rangle$. Вместо (4.39) имеем

$$-\frac{dS_1}{dt} = \frac{dS_2}{dt} = \frac{m_1 N_{\text{кр}} \langle b^2 \rangle p_1 (1 - S_2)}{\sqrt{2\pi m_1 k T \rho_1} (1 - N_{\text{кр}} \langle b^3 \rangle)} - \frac{m_2 \langle b^2 \rangle p_2 S_2}{\sqrt{2\pi m_2 k T \rho_2} \langle b^3 \rangle} \quad (4.60)$$

Анализ следствий этого уравнения будет проведен в разделе 4.4. Третий случай сублимации, когда матрица распределения имеет вид (4.53), сводится к предыдущим и приводит к выражениям (4.58) и (4.59), т.е. испарение происходит в темпе сублимации волны.

§ 4.3. Однослойное экранирование льда пылью

В кометной литературе встречались чисто качественные и далекие от истины представления о поведении пылевой составляющей ядра, например предположение, что кометное ядро, в своем нормальном состоянии покрытое пылевой оболочкой, сбрасывает эту оболочку в окрестности перигелия с образованием пылевого хвоста. Между тем метеорная астрономия и наблюдения пылевых хвостов комет свидетельствовали о полидисперсности кометной пыли, исключаящей одновременный сброс всех пылинок.

Следствия полидисперсного характера кометной пыли с учетом аэродинамического увлечения пылинок в атмосферу, были рассмотрены Шульманом (1972а,б, 1981а), Коноплевой и Шульманом (1972, 1980а,б), Назарчук и Шульманом (1982, 1984а,б). Вмороженную в лед пыль будем описывать функцией распределения по размерам обратностепенного вида

$$F(a) = \begin{cases} n_{\text{п}} \frac{s a_{\text{max}}^s a_{\text{min}}^s}{a_{\text{max}}^s - a_{\text{min}}^s} \frac{1}{a^{s+1}} & \text{при } a_{\text{min}} \leq a \leq a_{\text{max}}, \\ 0 & \text{при } a \notin (a_{\text{min}}, a_{\text{max}}), \end{cases} \quad (4.61)$$

известной как закон Парето (Кендалл и Стьюарт, 1966, Хастингс и Пикок, 1980); к кометной пыли он применен Шульманом (1972а,б, 1981а) и Брином (1980). В выражении (4.61) a — радиус пылинки, предполагаемой сферической, a_{min} и a_{max} — соответственно минимальный и максимальный радиусы, обрезающие с двух сторон функцию распределения, что соответствует физическим соображениям и обеспечивает сходимость всех интегралов, возникающих в теории, $n_{\text{п}}$ — число пылинок всех размеров в единице объема вещества ядра.

Для дальнейших выкладок нам потребуются моменты распределения (4.61):

средний радиус пылинки

$$\langle a \rangle = \frac{1}{n_{\text{п}}} \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} a F(a) da \approx \frac{s}{s-1} a_{\text{min}} = \frac{3}{2} a_{\text{min}}, \quad (4.62)$$

средний квадрат радиуса пылинки

$$\langle a^2 \rangle = \frac{1}{n_{\Pi}} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^2 F(a) da \approx \frac{s}{s-2} a_{\min}^2 = 3a_{\min}^2, \quad (4.63)$$

средний куб радиуса пылинки

$$\langle a^3 \rangle = \frac{1}{n_{\Pi}} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^3 F(a) da \approx 3a_{\min}^3 \ln(a_{\max}/a_{\min}). \quad (4.64)$$

Конкретные значения моментов в правых частях (4.62) – (4.64) вычислены при $s = 3$, что соответствует типичному значению $s + 1 \approx 4$ по метеорным данным (Джонсон, 1966). В литературе можно найти и другие значения показателя, отличные от трех, однако нет никаких оснований предпочитать эти другие значения принятому здесь.

Пылинки, радиус которых больше некоторого критического значения $a_{\text{кр}}$, в процессе сублимации льда остаются на его поверхности. Найдем средний квадрат радиуса пылинок, для которых $a > a_{\text{кр}}$. Имеем

$$\langle a_{\text{кр}}^2 \rangle = \frac{1}{n_{\Pi}} \int_{a_{\text{кр}}}^{a_{\max}} a^2 F(a) da \approx \frac{3a_{\min}^3}{a_{\text{кр}}} \left(1 - \frac{a_{\text{кр}}}{a_{\max}} \right). \quad (4.65)$$

С помощью (4.64) можно связать полное число пылинок в единице объема с объемным пыле содержанием

$$f_v = n_{\Pi} \pi a_{\min}^3 \ln(a_{\max}/a_{\min}). \quad (4.66)$$

Найдем величину критического радиуса пылинки. Для этого рассмотрим механическое равновесие пылинки на поверхности ядра. Соответствующее уравнение имеет вид

$$m_{\Pi} \frac{dv}{dt} = F_{\text{гр}} + F_{\text{ц}} + F_{\text{ад}} + F_{\text{газ}}, \quad (4.67)$$

где $F_{\text{гр}}$ — сила притяжения ядра кометы, $F_{\text{ц}}$ — центробежная сила из-за осевого вращения ядра, $F_{\text{ад}}$ — сила адгезии, $F_{\text{газ}}$ — сила газодинамического увлечения,

$$m_{\Pi} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{\Pi} \quad (4.68)$$

— масса пылинки, ρ_{Π} — ее плотность.

Сравним гравитационную силу

$$F_{\text{гр}} = \frac{GM_{\text{я}} m_{\Pi}}{r_{\text{я}}^2} = \frac{4}{3} \pi r_{\text{я}} \rho_{\text{я}} \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{\Pi} G \quad (4.69)$$

с центробежной

$$F_{\text{ц}} = m_{\Pi} \omega^2 r_{\text{я}} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{\Pi} \omega r_{\text{я}}. \quad (4.70)$$

Их равенство определяет предельную угловую скорость ядра и не зависит от его радиуса. Относительная роль центробежных сил (наибольшая на экваторе ядра) определяется отношением реальной угловой скорости к

предельной:

$$\omega_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{4}{3} \pi G \rho_{\text{я}}}. \quad (4.71)$$

Вращение ядер со скоростями, близкими к предельным, как показал Добровольский (1980), вполне возможно вследствие реактивной самозакрутки. Однако ввиду малой механической прочности ядер это неизбежно приводит к развалу ядра на отдельные фрагменты. Такие случаи наблюдались, однако не у всех комет. Можно поэтому полагать, что у большинства комет скорость осевого вращения существенно ниже предельной. В дальнейших оценках центробежной силой будем пренебрегать. Некоторые следствия действия центробежных сил (перемещение пыли к экватору) рассмотрены Хуписом и Мендисом (1981).

Есть все основания пренебречь адгезионными силами. Адгезия пылинки, плотно прилегающей к ледяной поверхности, может быть довольно значительной из-за дипольного момента молекулы воды. Однако эксперименты (Хирс и Паунд (1966)) показывают, что перед отделением от ледяной поверхности пылинка со всех сторон "обтаивает", оставаясь на весьма тонкой ледяной ножке.

Таким образом, наиболее существенны гравитационная и газодинамическая силы. Последняя определяется выражением

$$F_{\Gamma} = \frac{1}{2} C_D m n u^2, \quad (4.72)$$

где C_D – коэффициент лобового сопротивления; m, n, u – масса молекулы, плотность и скорость газа.

Пусть ϑ – угол между скоростью пылинки и внешней нормалью к поверхности ядра. Функция распределения молекул сублимата имеет вид

$$f(v) = \begin{cases} n_{\text{н}} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m v^2}{2kT}} & \text{при } \vartheta > 0. \\ 0 & \text{при } \vartheta \leq 0 \end{cases} \quad (4.73)$$

Средняя плотность и средняя скорость их соответственно равны

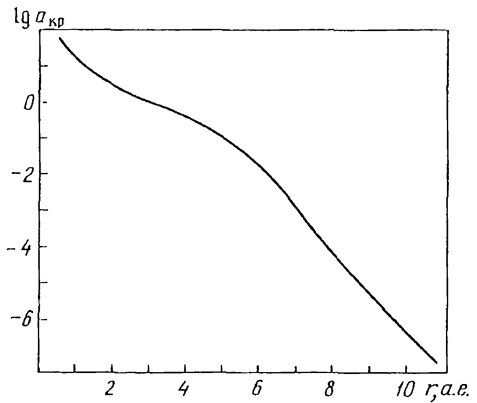
$$n = \int f(v) v^2 dv \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = n_{\text{н}}/2, \quad (4.74)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int f(v) v^3 dv \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \quad (4.75)$$

Сила, действующая на пылинку в таком потоке газа определяется как импульс, приносимый падающими в единицу времени молекулами, минус импульс, уносимый отраженными молекулами, т.е.

$$\begin{aligned} F &= \pi a^2 \{ 2\pi \int m v f(v) v^3 dv \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta - \\ &- 2\pi \int m \cdot \frac{\pi}{3} \sqrt{\frac{8kT_{\text{п}}}{\pi m}} f(v) v^3 dv \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \} = \\ &= \pi a^2 n_{\text{н}} kT \left(\frac{3}{4} + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{T_{\text{п}}}{T}} \right). \end{aligned} \quad (4.76)$$

Рис. 14. Гелиоцентрическая зависимость критического радиуса пылинки для ядра радиусом в один километр



Сопоставив (4.76) с (4.72) и приравняв скорость u значению \bar{v} получим

$$C_D = \frac{17}{12} \pi \approx 4,45, \quad (4.77)$$

отсюда значение критического радиуса пылинки

$$a_{кр} = \frac{51}{64\pi} \frac{\exp(A - B/T)}{G \rho_{я} \rho_{п} r_{я}}. \quad (4.78)$$

Результаты расчета по этой формуле приведены на рис. 14 и соответствуют ходу температуры и газопроизводительности, показанным на рис. 12 и 13.

Возможны следующие варианты эволюции поверхности кометного ядра.

Первый вариант. При

$$a_{max} < a_{кр} \quad (4.79)$$

все пылинки уносятся в атмосферу. Эволюция такого ядра состоит в постепенном уменьшении радиуса ядра.

Второй вариант. При

$$a_{min} > a_{кр} \quad (4.80)$$

вся пыль задерживается на поверхности ядра. Эволюция такого ядра состоит в постепенном уменьшении газоотделения вплоть до полного его прекращения.

Третий вариант, наиболее общий случай:

$$a_{min} < a_{кр} < a_{max}. \quad (4.81)$$

Здесь происходит частичный унос пыли в атмосферу с образованием пылевой компоненты и, возможно, пылевого хвоста. Одновременно происходит запыление поверхности ядра, сокращение поверхности обнаженного льда, а следовательно, и полной газопроизводительности ядра.

Выполним количественный анализ этого процесса. Уменьшение радиуса ядра кометы за счет сублимации описывается уравнением

$$\frac{dr_{\text{я}}}{d\varphi} = - \frac{86400(1 - \xi)mZ_1(1 + e \cos \varphi)^{n-2}}{k_{\Gamma}(1 - f_v)\rho_{\text{я}}q^{n-1,5}(1 + e)^{n-1,5}} \quad (4.82)$$

где m – масса молекулы H_2O , Z_1 – удельная газопроизводительность при $r_{\Gamma} = 1 \text{ а.е.}$, $\rho_{\text{я}}$ – плотность ядра, n – фотометрический показатель, f_v – объемное пылесодержание, e , φ , q – эксцентриситет, истинная аномалия и перигелийное расстояние, $k_{\Gamma} = 0,01720209895 \text{ рад/с}$ – постоянная Гаусса.

Из уравнений (4.65) и (4.66) следует, что суммарная поверхность, заэкранированная пылинками, оставшимися на ядре после испарения единицы объема вещества ядра, равна

$$A_{\text{кр}}(\varphi) = \frac{3f_v}{4 \ln \frac{a_{\text{max}}}{a_{\text{min}}}} \left[\frac{1}{a_{\text{кр}}(\varphi)} - \frac{1}{a_{\text{max}}} \right] \quad (4.83)$$

Обозначим через $U = \xi r_{\text{я}}^2$ часть площади поверхности, заэкранированную пылью на одном стерадиане. Очевидно, при удалении от Солнца эта величина описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d}{d\varphi}(4\pi U) = -4\pi r_{\text{я}}^2 \frac{dr_{\text{я}}}{d\varphi} A_{\text{кр}}(\varphi) \quad (4.84)$$

или

$$\frac{dU}{d\varphi} = K_U \left(\frac{1}{a_{\text{кр}}(\varphi)} - \frac{1}{a_{\text{max}}} \right) (r_{\text{я}}^2 - U) (1 + e \cos \varphi)^{n-2}, \quad (4.85)$$

где

$$K_U = \frac{3f_v}{4 \ln \frac{a_{\text{max}}}{a_{\text{min}}}} \cdot \frac{86400 Z_1 m}{k_{\Gamma} \rho_{\text{я}}(1 - f_v)q^{n-1,5}(1 + e)^{n-1,5}} \quad (4.86)$$

– константа, зависящая от физических и орбитальных параметров кометы.

При приближении кометы к Солнцу это дифференциальное уравнение не выполняется, так как на нисходящей ветви орбиты вместе с процессом накопления на поверхности пылинок из вновь испарившихся слоев льда происходит выдувание в атмосферу пылинок, ранее осевших на поверхности, для которых из-за приближения кометы к Солнцу радиус стал меньше критического. Сказанное иллюстрирует рис. 15. На восходящей ветви смещение кометы на угол $\Delta\varphi$ увеличивает заэкранированную поверхность на величину, которую можно получить, интегрируя сечение пылинок по заштрихованной полосе 1. На нисходящей ветви аналогичное смещение кометы увеличивает заэкранированную поверхность на интеграл по полосе 2 и одновременно уменьшает ее на величину интеграла сечения пылинок по полосе 3.

Рассмотрев рис. 15, можно сразу записать решение для нисходящей ветви орбиты в виде функционального уравнения, связывающего значения радиуса ядра и площади заэкранированной поверхности при значении аномалии кометы, равном φ , со значением этих же величин в симметричной точке орбиты на восходящей ветви, т.е. при аномалии, равной $2\pi - \varphi$. Это уравнение имеет вид

$$U\{\varphi\} = U\{2\pi - \varphi\} + \frac{3f\dot{v}}{4\ln \frac{a_{\max}}{a_{\min}}} \left(\frac{1}{a_{кр}(\varphi)} - \frac{1}{a_{\max}} \right) \times \\ \times (r_{я}^3\{2\pi - \varphi\} - r_{я}^3\{\varphi\}), \quad (4.87)$$

где в фигурных скобках указаны аргументы функций.

Не решая уравнения (4.82), (4.85) и (4.87), можно сделать вывод, что пылевой слой кометного ядра наиболее развит не в перигелии, а после прохождения афелия на нисходящей ветви орбиты. Для доказательства обратимся к рис. 1.5. В афелии результат интегрирования по полосе 2 достигает максимума, а интеграл по полосе 3 равен нулю. Следовательно, U после перигелия продолжает расти, хотя и с меньшей скоростью. Рост U сменяется убыванием в той точке на нисходящей ветви орбиты, где сравниваются по абсолютной величине интегралы сечения по полосам 2 и 3.

Второй вывод состоит в том, что асимметрия развития пылевого слоя относительно афелия и перигелия влечет на собой перигелийную асимметрию кривой блеска. В рассматриваемом случае возможна асимметрия только одного знака, а именно: комета всегда слабее после перигелия, чем до перигелия на том же гелиоцентрическом расстоянии.

Вывод относительно знака асимметрии несправедлив в случае вращающегося ядра, ось которого наклонена к плоскости орбиты. Все предыдущие выкладки останутся в силе, если заменить в выражении для газопроизводительности гелиоцентрическое расстояние кометы $r_{к}$ на отношение $r_{к}/\sqrt{\cos z}$, где z — зенитное расстояние Солнца в рассматриваемой точке ядра кометы.

Для анализа асимметрии кривой блеска применим следующий прием. Считаем, что каждая точка на поверхности ядра как бы находится на расстоянии от Солнца

$$r_{экв} = r_{к}/(\cos z)^{1/n}, \quad (4.88)$$

где угловые скобки означают усреднение по кометным суткам величины косинуса зенитного расстояния Солнца за время кометного дня (т.е. с исключением ночных отрицательных значений).

Ясно, что средний косинус минимален в эпоху зимнего солнцезахода.

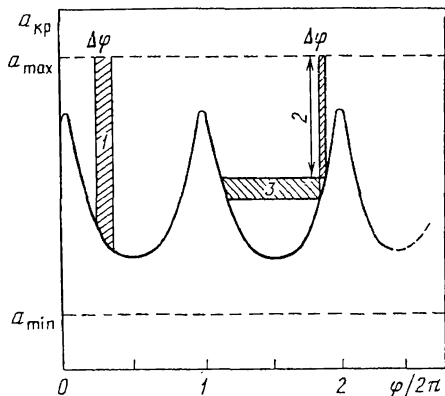


Рис. 15. К пояснению орбитальной эволюции ядра кометы

стояния. Максимум инсоляции вращающегося ядра достигается в общем случае в каждом полушарии в различные моменты времени. При круговой орбите кометы это были бы моменты летних солнцестояний. Если бы ядро не вращалось вокруг оси, эти моменты совпали бы с прохождением через перигелий. В общем случае точка максимальной инсоляции находится между перигелием и летним солнцестоянием.

Смена времен года на поверхности ядра не приводит к асимметрии блеска в одном единственном случае, когда в момент равноденствия аномалия $\varphi = \pm \pi/2$. При этом в одном из полушарий зима, а в другом лето наступают точно в перигелии. Из-за вытянутости комет орбит, несовпадение точки зима-лето с перигелием также влечет за собой асимметрию блеска, причем эта асимметрия может иметь любой знак. В чистом виде асимметрия из-за осевого вращения могла бы наблюдаться только у комет, не образующих поверхностный пылевой слой. Так как чаще всего обе рассмотренные причины действуют совместно, то, в принципе, возможна асимметрия любого знака, однако вариант с более слабым блеском на восходящей ветви должен встречаться чаще.

В заключение раздела отметим, что основные уравнения (4.82)–(4.87) основаны на предположении, что пыль, не унесенная в атмосферу, экранирует лед, но не сама себя. Это дает основания называть развитую здесь теорию теорией однослойного экранирования. В монографии автора (1972а) показано, что однослойный режим продолжается вплоть до коэффициента экранирования $\xi \geq 0,9$, следовательно, однослойное приближение имеет широкую область применимости. Развитые здесь представления отличаются от первоначальных представлений Уиппла о строении ледяных ядер как пещеристых каменных тел с заполнением пещер льдами. Точно так же отличаются они от представления о ледяном монолите, покрытом сплошным пылевым слоем. Данная модель была названа пятнистой и представляет самостоятельный вариант ледяной модели ядра.

§ 4.4. Основные фотометрические закономерности и их интерпретация

Как уже говорилось в гл. 1, Всехсвятский с сотрудниками (1958, 1964, 1966, 1967а, 1974, 1979) показали, что интегральный блеск кометы зависит от гео- и гелиоцентрического расстояний по закону

$$m = H + 5 \lg \Delta + 2,5 n \lg r_{\text{к}}, \quad (4.89)$$

где H — абсолютная, т.е. приведенная к $r_{\text{к}} = \Delta = 1$ а.е., звездная величина кометы, n — фотометрический показатель.

В многочисленных работах (см. § 1.1) было установлено, что преимущественное значение фотометрического показателя равно четырем. Физическое истолкование этого факта оказывается довольно сложным. Действительно, предположим, что мы измерили истинно интегральный блеск, т.е. полный поток излучения от всей кометы в эмиссии C_2 . Соотношение (4.13) позволяет определить полное число атомов в атмосфере кометы, которое, с другой стороны, можно вычислить теоретически. Возьмем в качестве примера самую простую модель кометной атмосферы (Хазер, 1957, 1965), в которой ядро рассматривается как точечный источник вещества, молекулы считаются движущимися радиально с одинаковой скоростью и распадаю-

щимися в поле солнечной радиации. Распределение плотности молекул в атмосфере при этом имеет вид

$$n(r) = \frac{\langle Z \rangle r_{\text{я}}^2}{\nu r^2} \exp \left[-\frac{r - r_{\text{я}}}{\nu \tau} \right] \quad (4.90)$$

где ν – скорость разлета молекул, $\langle Z \rangle$ – удельная газопроизводительность (усредненная по поверхности ядра), r – расстояние от центра ядра кометы, $r_{\text{я}}$ – радиус ее ядра. Интегрируя (4.90) по бесконечному пространству, имеем

$$N_{\text{C}_2} = 4\pi \langle Z \rangle r_{\text{я}}^2 \tau_1 r_{\text{к}}^2, \quad (4.91)$$

где τ_1 – время жизни молекулы C_2 на единичном гелиоцентрическом расстоянии (напомним, что $r_{\text{к}}$ выражено в а.е.).

Результат (4.91), полученный в рамках простейшей модели, справедлив в общем случае и вообще не зависит от модели, если она удовлетворяет закону сохранения вещества, т.е. все радикалы C_2 , испарившиеся (в составе родительских молекул) с поверхности ядра, должны рано или поздно появиться в свободном состоянии и прожить в нем в среднем время τ . Не играет никакой роли разброс скоростей молекул, отклонение траекторий их движения от прямой и ускорение, а также возможный многостадийный характер превращений родительских молекул. Важно только, чтобы все молекулы C_2 были зарегистрированы наблюдателем или прибором.

Если исключить из рассмотрения самые далекие кометы, пренебречь кондуктивным потоком тепла внутрь и кинетической энергией испарившихся молекул, получается приближенное соотношение

$$\langle Z \rangle \approx \frac{q(1 - \alpha) \langle \cos z \rangle}{L r_{\text{к}}^2} = \frac{\langle Z_1 \rangle}{r_{\text{к}}^2}, \quad (4.92)$$

откуда следует

$$N_{\text{C}_2} \approx 4\pi r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle \tau_1, \quad (4.93)$$

т.е. парадоксальный на первый взгляд вывод: если кометное ядро находит-

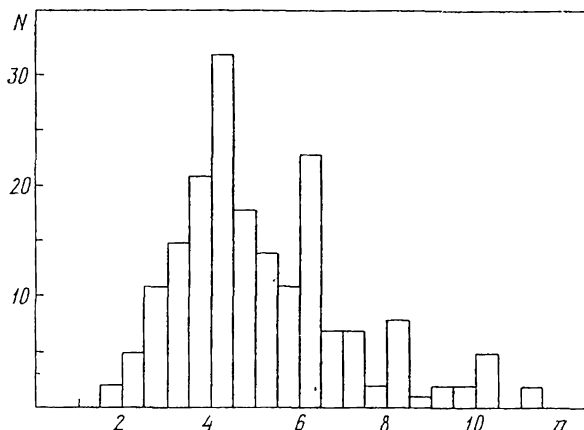


Рис. 16. Распределение 188 комет по фотометрическим показателям на основе кометографии С.К. Всехсвятского

ся в сублимационном равновесии, то полное число молекул в атмосфере кометы не зависит от гелиоцентрического расстояния. Это означает, что фотометрический показатель должен у всех комет равняться двум. Чтобы понять природу противоречия, следует разобраться в методике интегральной фотометрии комет и еще раз проанализировать наблюдательный материал о фотометрических параметрах комет. Дальнейшее изложение основано на работах Назарчук и Шульмана (1982, 1984а, б). На рис. 16 приведена гистограмма распределения комет по величине фотометрического показателя. В выборку вошло 188 комет, для которых были определены H_u и n , т.е. исключены кометы, для которых $n = 4$ принималось априорно. Значения фотометрических показателей взяты из только что упоминавшихся монографий Всехсвятского. Обращает на себя внимание, что кроме четко выраженного максимума при $n = 4$ на гистограмме имеются и другие максимумы при $n = 6, 8$ и 10 . Трудно предполагать что эти целые числа появились в результате субъективного "тяготения" обработчиков к целочисленным четным значениям.

Для убедительности проверим статистическую гипотезу: пики на гистограмме – случайные отклонения от гладкой функции распределения комет по показателю n . Исходные данные и процедуру статистической проверки сформулированной гипотезы демонстрирует табл. 4.1.

В первой колонке таблицы приведен средний фотометрический параметр n_i группы комет. Ширина класса равна 0,5. Во второй колонке дана

Таблица 4.1

Проверка реальности максимумов распределения комет по значениям фотометрического показателя

n_i	ν_i	$\bar{\nu}_i$	$\Delta \nu_i$	χ_i^2	$\sum_{j=1}^i \nu_j$	$\sum_{j=1}^i \bar{\nu}_j$	d_i
1,75	2	2	0		2	2	0
2,25	5	5	0		7	7	0
2,75	11	11	0		18	18	0
3,25	15	15	0		33	33	0
3,75	21	26	-5	25/26	54	59	-5
4,25	32	26	6	36/26	86	85	1
4,75	18	20	-2	4/20	104	105	-1
5,25	14	17	-3	9/17	118	122	-4
5,75	11	15	-4	16/15	129	137	-8
6,25	23	12	11	121/12	152	149	3
6,75	7	10	-3	9/10	159	159	0
7,25	7	7	0		166	166	0
7,75	2	5	3	9/5	168	172	-3
8,26	8	4	4	16/4	176	175	1
8,75	1	3	-2	4/3	177	178	-1
9,25	2	2	0		179	180	-1
9,75	2	2	0		181	182	-1
10,25	5	2	3	9/2	186	184	2
10,75	0	2	-2	4/2	186	186	0
11,25	2	2	0		188	188	0

величина v_i – количество комет с фотометрическими показателями $n_i - 0,25 < n < n_i + 0,25$. В третьей колонке – аналогичная величина для сглаженного распределения. В четвертой колонке – разность наблюдаемого и сглаженного распределений. В пятой колонке даны слагаемые критерия χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^K \chi_i^2 = \sum_{i=1}^K (n_i - \bar{n}_i)^2 / \bar{n}_i \approx 28,75. \quad (4.94)$$

В шестой и седьмой колонках приведены накопленные частоты, а в восьмой дана их разность d_i , необходимая для вычисления критерия Колмогорова

$$\lambda = \max\{|d_i|\} / \sqrt{K} \approx 1,79 \quad (4.95)$$

и критерия фон Мизеса

$$K \omega^2 \approx \left(\sum_{i=1}^K d_i^2 \right) / K^2 \approx 0,33. \quad (4.96)$$

Подробности, связанные с применением критериев Пирсона, Колмогорова и фон Мизеса, можно найти во многих руководствах по прикладной статистике, например, Смирнова и Дунина-Барковского (1965), Идье и др. (1976), Полларда (1982), Митропольского (1977). В формулах (4.94)–(4.96) K – число классов разбиения выборки, в данном случае $K = 20$; $N = 188$ – общее число комет в выборке. Вероятность составляет $P(\chi^2 > 28,75) \approx 0,07$. По Колмогорову вероятность $P(\lambda > 1,79) \approx 0,003$. По тем же таблицам для распределения критерия фон Мизеса $P(K\omega^2 > 0,33) \approx 0,11$. Таким образом, все три статистических критерия согласия дают основание утверждать, что случайность вторичных максимумов на распределении комет по n маловероятна. Три примененных критерия по-разному реагируют на различие выборочного и тестируемого распределения. Критерий Пирсона придает больший вес сильным относительным расхождениям, учитывая, таким образом, "контраст" пиков над соседними провалами. Критерий Колмогорова реагирует на самый сильный пик (или самый глубокий провал). Критерий фон Мизеса наиболее "осторожен", так как учитывает все отклонения выборочного распределения от эталонного, автоматически подавляя небольшие знакопеременные вариации разности плотностей и придавая больший вес отклонениям более сильным. Все три критерия применялись ко всей гистограмме. Однако их можно применить и локально, взяв подвыборки в окрестности пиков. Мы не воспроизводим здесь эти выкладки, но укажем, что они дают вполне очевидный результат. Наиболее надежным оказывается пик при $n = 6$, менее надежным пик $n = 8$ и еще менее надежным пик $n = 10$, однако каждый из пиков скорее реален, чем случаен. На основании этих соображений гипотеза о случайности пиков отвергается, и мы можем сформулировать новую закономерность в фотометрических свойствах комет: фотометрические показатели комет группируются с определенным разбросом вокруг значений $n = 4, 6, 8, 10$, при этом численность группы убывает с ростом показателя.

Полученный вывод еще более усугубляет расхождение теории, выраженной в виде формулы (4.93) и наблюдений, требуя, чтобы газопроизводи-

тельность $\langle Z \rangle$ у комет изменялась также обратно пропорционально четвертой, шестой, восьмой и десятой степени гелиоцентрического расстояния. Теория же предсказывает для $\langle Z \rangle$ закон обратных квадратов.

Рассмотрим теперь зависимость фотометрического показателя от гелиоцентрического расстояния. Многие исследователи этой проблемы трактовали фотометрический показатель как локальную характеристику, определенную соотношением (1.18).

Например, Ваньсек и Гржебик (1954) пришли к выводу, что кометы можно разделить на две группы: в одной из них показатель не зависит от

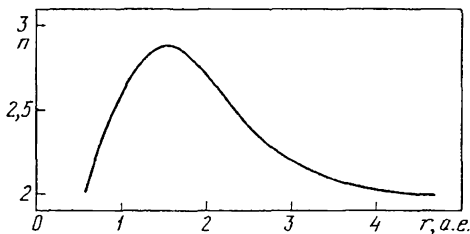


Рис. 17. Гелиоцентрический ход фотометрического показателя по Ваньсеку и Гржебику

гелиоцентрического расстояния, в другой — увеличивается с ним. Ваньсек и Гржебик предложили две причины наблюдаемой зависимости. В качестве первой они назвали вклад в интегральный блеск пыли. Считая (вместе с Левиным), что для газа $n \approx \sqrt{r}$, а для пыли $n = 2$ (в § 5.3 мы покажем, что это неверно), Ваньсек и Гржебик составили композицию этих двух законов, получив кривую, схематически показанную на рис. 17. В качестве второй причины была названа наблюдательная селекция, т.е. предположение, что кометы с большим n слишком слабы на гелиоцентрических расстояниях $r_k > 2$ а.е., чтобы быть открытыми и наблюдаемыми.

В том же духе, но более подробно выполнена работа Секанины (1962, 1963), в которой для комет с периодами $P < 2000$ лет построена гистограмма, аналогичная нашей. Общий объем выборки — 144 значения. Для дальнейшего обсуждения полезно воспроизвести гистограмму Секанины:

n	ν_i	n	ν_i	n	ν_i	n	ν_i
0,25	4	3,75	17	7,25	4	10,75	0
0,75	4	4,25	12	7,75	3	11,25	0
1,25	3	4,75	8	8,25	0	11,75	1
1,75	11	5,25	5	8,75	1	12,25	0
2,25	12	5,75	11	9,25	1	12,75	0
2,75	18	6,25	4	9,75	1	13,25	1
3,25	17	6,75	2	10,25	3	13,75	1

Обращает на себя внимание тот факт, что эта гистограмма в деталях полностью отличается от нашей. Такое различие вызвано отбором исходного материала. Очевидно, Грушка и Ваньсек (1958), чей каталог использовал Секанина, руководствовались иными соображениями для включения данных в каталог, чем Всехсвятский и его сотрудники, чими данными пользовались мы.

Однако в силу закона больших чисел гистограмма Секанины приводит к тем же выводам, что и наша. Подтверждается наличие максимумов

в окрестности значений $n = 4, 6, 8, 10$. Секанина не только не обратил внимания на вторичные пики, но решительно отверг их, прямо указав в качестве примера, что максимуму при $n = 10$ доверять нельзя. Считая реальным единственный максимум, он находит для него $n = 3$, придав определяющее значение одной лишней комете в классе $n = 2,75 \pm 0,25$. И это при среднем квадратическом разбросе в данных классах не менее 5! Секанина исключил из анализа 39 значений, лежащих в диапазоне $n \geq 5$, рассматривая их как грубо ошибочные (?), уклоняющиеся от среднего на слишком большую величину. Здесь в неясной форме присутствует гипотеза: фотометрический показатель одинаков у всех комет и равен трем, а гистограмма представляет всего лишь разброс погрешностей. Мы только что убедились, что она неприемлема.

Препарировав таким образом выборку, Секанина строит зависимость фотометрического показателя от гелиоцентрического расстояния, относя n к среднему геометрическому значению между минимальным и максимальным гелиоцентрическими расстояниями.

Нельзя согласиться ни с трактовкой распределения комет по n как распределения ошибок, ни с отнесением индивидуального значения n к одному единственному значению гелиоцентрического расстояния.

Для исследования зависимости $n(r_k)$ каждой комете (периодические кометы в различных появлениях рассматриваем как различные) поставим в соответствие отрезок на плоскости (r_k, n) , координаты концов которого суть (r_k^{\min}, n) и (r_k^{\max}, n) , где r_k^{\min} и r_k^{\max} охватывают интервал расстояний, по которому найден показатель. Такое отображение отражает тот реальный факт, что фотометрический показатель кометы описывает ее поведение в конечном интервале гелиоцентрических расстояний.

Результат отображения всех 188 значений на rn -диаграмму показан на рис. 18. Все включенные в выборку кометы распадаются на несколько группировок, которые в теории статистической генерации гипотез принято называть кластерами. Самый многочисленный кластер — кометы, у которых $n \approx 4$. Он представляет собой каплевидную фигуру, ограниченную неравенствами $0,04 \text{ а.е.} < r_k < 6 \text{ а.е.}$ и $2 < n < 5,1$. Второй по численности кластер — кометы, заполняющие область, ограниченную неравенствами $0,2 \text{ а.е.} < r_k < 3,5 \text{ а.е.}$ и $5,2 < n < 6,9$.

Третий кластер, сравнительно малочисленный, но зато хорошо отделенный от соседних, находится в области $0,3 \text{ а.е.} < r_k < 2,6 \text{ а.е.}$ и $7,1 < n < 8,9$. Наконец, самый последний кластер едва просматривается в области $0,9 \text{ а.е.} < r_k < 2,6 \text{ а.е.}$ и $9,1 < n < 11,2$. Несколько комет, что несущественно, оказались вне данных кластеров. Очень интересна область избегания в области малых r_k . Ее существование опровергает идею наблюдательной селекции больших значений n у самых близких к Солнцу комет, так как сама эта область расширяется с ростом фотометрического показателя и в диапазоне показателей $6 < n < 12$ охватывает промежуток гелиоцентрических расстояний $0,6 - 1,6 \text{ а.е.}$, т.е. область максимальной частоты появления и наблюдаемости комет.

Выясним, как распределены кометы нашей выборки по r_k , т.е. проведем суммирование числа комет в вертикальных полосах rn -диаграммы. Поскольку при этом одна комета порождает несколько отсчетов в области своей наблюдаемости, общий объем выборки увеличивается до 704 отсче-

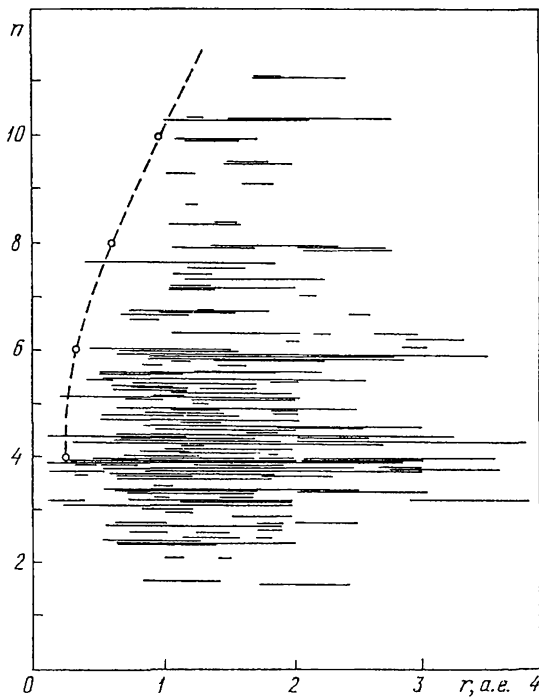


Рис. 18. r_n -диаграмма 188 комет

тов. Ширина класса выбрана равной 0,2 а.е., центр первого класса находится на 0,1 а.е. Сглаженное распределение комет по r_k показано на рис. 19. Попытка найти аналитическое представление на рис. 19 дала гамма-распределение с целочисленными (!) параметрами:

$$F(r_k) = \frac{1}{3!} \left(\frac{5}{2} \right)^4 r_k^3 e^{-\frac{5}{2} r_k}. \quad (4.97)$$

На рис. 20 построена для совокупной выборки и каждого кластера в отдельности зависимость от r_k величины $-\ln(\nu_i/r_{ik}^3)$. С точностью для случайного разброса для всех кластеров

$$-\ln(\nu_i/r_{ik}^3) = C_{кл} + \frac{5}{2} r_k, \quad (4.98)$$

где $C_{кл}$ — константа, определяемая населенностью кластера.

Так как распределение комет по r_k одинаково для всех кластеров, а распределение по n различно, то это довод в пользу независимости физических и орбитальных параметров кометных ядер.

Универсальность закона (4.97) дает возможность интерпретации области избегания в левой части r_n -диаграммы. Только что установленная независимость распределения по r от кластера позволяет утверждать, что в каждом кластере реализуется распределение (нормированное на полное число

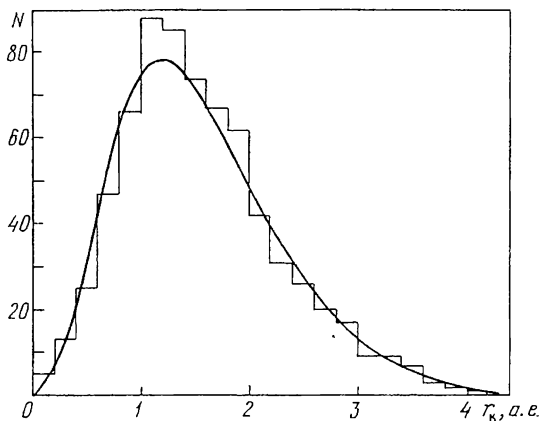
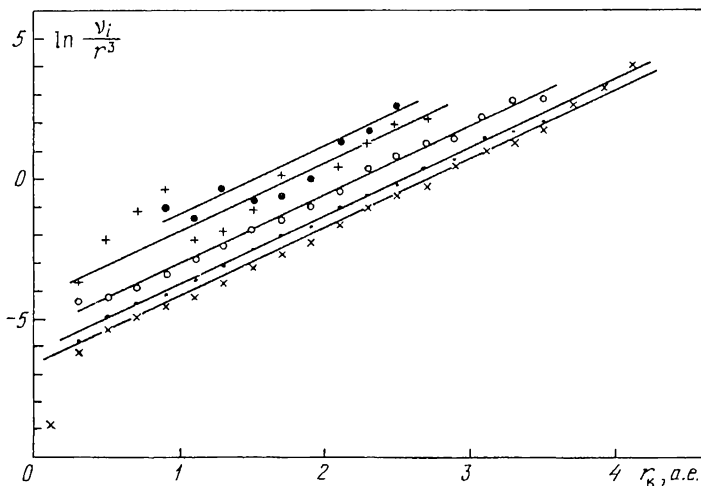


Рис. 19. Распределение частоты наблюдения комет по гелиоцентрическому расстоянию. Сплошная линия – кривая (4.97)

Рис. 20. Проверка закона (4.97) для каждого кластера отдельно. Косые крестики – вся выборка; точки, светлые кружки, прямые крестики, черные кружки соответственно представляют кластеры с $n = 4, 6, 8$ и 10



комет в группе) вида

$$F_i(r_{\text{к}}) = N_i \left(\frac{5}{2} \right)^4 \frac{1}{3!} r_{\text{к}}^3 e^{-\frac{5}{2} r_{\text{к}}}, \quad (4.99)$$

где N_i – число комет в кластере. Появление левой области избегания естественно объясняется уменьшением N_i с ростом фотометрического показателя. Субъективная граница области избегания определяется по некоторому уровню функции F_i , одинаковому для всех кластеров, т.е. по условию

$$\ln \left(\frac{N_i}{N_{\text{кл}}} \right) = \frac{5}{2} (r_i - r_{\text{кл}}) - 3 \ln \frac{r_i}{r_{\text{кл}}}, \quad (4.100)$$

где r_i и $r_{\text{кл}}$ – субъективные левые границы кластеров. В нашем случае $N_i = 107, 52, 18, 11$. Это соответствует $r_i = 0,25, 0,34, 0,61, 0,98$. Полу-

ченная таким образом граница обозначена штриховой линией на рис. 18. Следовательно, смещение кластера вправо — кажущийся эффект, обусловленный уменьшением его населенности. Отметим также, что только что приведенный ряд населенностей кластеров можно описать приближенным эмпирическим соотношением

$$N_{\text{кл}} \approx 550 / (1,5)^{n_{\text{кл}}}, \quad (4.101)$$

которое дает $N_{\text{кл}} = 109, 48, 21, 10$ при $n_{\text{кл}} = 4, 6, 8, 10$.

Рассмотрим распределение комет внутри каждого кластера по n . Гистограмма (рис. 16) наводит на мысль, что максимумы распределения смещены относительно целочисленных значений в сторону больших n , но если перестроить гистограмму так, чтобы значения $n = 4, 6, 8, 10$ располагались не на границах, а в центрах классов, то это впечатление исчезнет. Соответствующая эмпирическая функция распределения, построенная путем смещения границ на 0,25 и нормировки, представлена на рис. 21. Там же приведена сумма нормальных законов вида

$$P(n) = \frac{1}{188} \sum_{i=0}^4 v_{mi} e^{-\left(\frac{n - n_i}{\Delta n_i}\right)^2}, \quad (4.102)$$

которая, как легко показать, незначимо отличается от эмпирической.

Неожиданно оказалось, что представление эмпирической функции распределения суммой гауссиан оказывается лучше, если вместо четырехкластерной модели (4.102) взять пятикластерную, выделив 20 комет в отдельный кластер, для которого $n = 2,5$. При этом эмпирическое правило (4.101) уже не действует. Параметры гауссиан пятикластерной модели даны в табл. 4.2.

Таким образом, гипотеза о нормальном распределении комет внутри каждого кластера не противоречит наблюдениям.

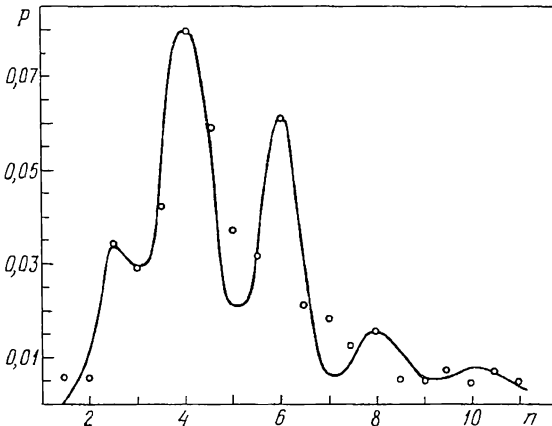


Рис. 21. Представление эмпирического распределения 188 комет по n суммой гауссиан (4.102)

Представление эмпирического распределения комет суммой нормальных законов

i	n_i	ν_{mi}	Δn_i	i	n_i	ν_{mi}	Δn_i
0	2,5	12	0,5	3	8	6	0,72
1	4	32	0,8	4	10	3	1,2
2	6	23	0,6				

Резюмируя, можно сформулировать следующие выводы:

1. Фотометрические параметры комет группируются вокруг значений 4, 6, 8, 10 и, возможно, 2,5.

2. Для большинства комет фотометрический показатель равен $n = 4 \pm 0,8$.

3. Вероятность наблюдать комету на расстоянии r_k от Солнца характеризуется плотностью вида (4.97), которая не зависит от принадлежности комет к той или иной группе по n .

4. Фотометрический показатель кометы является ее индивидуальной характеристикой в каждом появлении и не зависит от гелиоцентрического расстояния как для отдельной кометы, так и для комет вообще.

5. Кажущаяся зависимость $n(r_k)$ обусловлена произведением законов распределения комет по r_k (4.97) и по n (4.102) и представляет собой видимую форму линий уровня постоянной плотности на rn -диаграмме.

6. Распределение комет по величине фотометрического показателя внутри каждой группировки приближенно нормальное.

Было бы желательно продолжить анализ проблемы, сопоставив принадлежность комет к тому или иному кластеру с их индивидуальными наблюдательными характеристиками. Такой анализ, представляющий весьма трудоемкую задачу, еще не выполнен. Тем не менее стоит указать на чрезвычайно важное обстоятельство: периодические кометы способны менять свой кластер. Так, комета Энке появлялась то в кластере $n = 6$, то в кластере $n = 4$. Поэтому следует дать еще один вывод:

7. Принадлежность кометы к кластеру может изменяться от появления к появлению.

Теоретическую интерпретацию найденных закономерностей целесообразно начать с выяснения, что именно измеряют наблюдатели в процессе оценки интегрального блеска кометы. Анализ наблюдательной методики с этих позиций проводился Бобровниковым (1941а, б, 1942а, б, 1943), Боушкой и Ванысеком (1967), Всехсвятским (1958а, б), Дельземом (1973, 1975а, 1976), Добровольским (1949б, 1950, 1954, 1966б), Комби (1978), Майзелем (1969, 1970), Майзелем и Моррисом (1976), Моррисом (1973), Секаниной (1961, 1962, 1963, 1976а), Уипплом (1975), Феррином и Наранхо (1980), Шульманом (1979б, 1981а), Ямамото (1981а).

Различные методы интегральной визуальной фотометрии комет сводятся к следующим приемам:

1. Сравнение фокальной кометы с внефокальной звездой, т.е. визуальное интегрирование поверхностной яркости в пределах области пороговой контрастной чувствительности глаза.

2. Сравнение поверхностной яркости в центре внефокального изображения кометы с поверхностной яркостью внефокальной звезды при одинаковых внефокальностях.

3. Сравнение внефокальностей, при которых исчезают на фоне неба комета и звезда известного блеска.

Формула (4.8) дает связь между освещенностью, создаваемой кометой на земле в полосах Свана, и полным числом молекул C_2 в атмосфере кометы. В сокращенном виде эта связь может быть переписана в виде

$$E_{\kappa} = H N C_2 / (r_{\kappa}^2 \Delta^2), \quad (4.103)$$

где — коэффициент, вид которого ясен из (4.8). Поверхностная яркость в любой точке кометы определяется интегралом

$$\frac{2 H \langle Z_1 \rangle r_{\text{я}}^2 R_{\oplus}^2}{r_{\kappa}^2 \nu R} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{R}{\nu \tau} \operatorname{ch} z\right) \frac{dz}{\operatorname{ch} z}, \quad (4.104)$$

где R — расстояние в картинной плоскости от центра ядра, ν — начальная скорость молекул, τ — время их жизни. Глаз наблюдателя отреагирует на величину

$$E'_{\kappa} = \frac{2 \pi}{R_{\oplus}^2 \Delta^2} \int_0^{R_{\text{лим}}} B_{\kappa} R dR. \quad (4.105)$$

Это равенство записано в предположении, что изофоты кометы круговые. Однако конечный результат справедлив при любой форме изофот. В интеграле (4.105) видимый радиус кометы $R_{\text{лим}}$ — корень уравнения

$$B(R_{\text{лим}}) = B_{\text{лим}}, \quad (4.106)$$

где $B_{\text{лим}}$ — пороговое значение яркости, которое глаз выделяет на фоне неба.

Выполнив подстановку (4.104) в (4.105), получим

$$E'_{\kappa} = \frac{4 \pi H r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle \tau}{r_{\kappa}^4 \Delta^2} \int_0^{\infty} \frac{dz}{\operatorname{ch}^2 z} \left(1 - e^{-\frac{R_{\text{лим}}}{\nu \tau} \operatorname{ch} z}\right). \quad (4.107)$$

При $R_{\text{лим}} \gg \nu \tau$ интеграл в этом выражении стремится к единице, следовательно, рассматриваемый способ действительно в пределе дает интегральную звездную величину. При этом, поскольку

$$\tau = \tau_1 r_{\text{я}}^2, \quad (4.108)$$

фотометрический показатель равен двум. Рассматриваемый случай, по-видимому, весьма редок, так как требуется яркая комета на очень темном небе. Более реален случай $R_{\text{лим}} \ll \nu \tau$, для которого разложение в ряд по $R_{\text{лим}} / (\nu \tau)$ дает

$$E'_{\kappa} \approx \frac{2 \pi^2 r_{\text{я}}^2 H \langle Z_1 \rangle R_{\text{лим}}}{r_{\kappa}^4 \Delta^2 \nu}. \quad (4.109)$$

В том же приближении интеграл в (4.104) стремится к $\pi/2$, следовательно,

$$B_{\text{lim}} \approx \frac{\pi r_{\text{я}}^2 H \langle Z_1 \rangle R_{\oplus}^2}{r_{\text{к}}^4 \nu R_{\text{lim}}}, \quad (4.110)$$

откуда

$$E'_{\text{к}} = \frac{2 \pi^3 r_{\text{я}}^4 H^2 \langle Z_1 \rangle^2 R_{\oplus}^2}{r_{\text{к}}^8 \nu^2 \Delta^2 B_{\text{lim}}}. \quad (4.111)$$

Фотометрический показатель в этом случае равен восьми, однако метод фотометрии дает не интегральную светимость кометы, а величину, пропорциональную ее квадрату. Данный способ оказывается весьма ненадежным. Его недостатки указаны еще Добровольским (1966а).

Рассмотрим теперь способ интегральной фотометрии, основанный на сравнении поверхностной яркости в центральной части внефокальной кометы с поверхностной яркостью внефокального диска звезды. Аппаратная функция расфокусировки имеет вид

$$w(x, y) = \begin{cases} \frac{4 F^2}{\pi \delta^2} & \text{при } x^2 + y^2 \leq \delta^2, \\ 0 & \text{при } x^2 + y^2 > \delta^2. \end{cases} \quad (4.112)$$

Расфокусировка осуществляет свертку распределения яркости по изображению кометы (4.104) с аппаратной функцией (4.112),

$$B'_{\text{к}}(x, y) = \iint B_{\text{к}}(x, y) w(x - x', y - y') dx' dy'. \quad (4.113)$$

В формулах (4.112) и (4.113) $B'_{\text{к}}$ — распределение яркости в экстрафокальном изображении кометы, x, y — координаты, δ — линейный радиус кружка дефокусировки (звезды), F — фокусное расстояние объектива. Имеем

$$B'_{\text{к}} = \frac{4 \pi r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle H \tau_1}{r_{\text{к}}^2 \Delta^2} \left(\frac{4 F^2}{\pi \delta^2} \right) \int_0^{\infty} \frac{dz}{\text{ch}^2 z} \left(1 - e^{-\frac{R_{\oplus} \delta \Delta}{F \nu \tau}} \right). \quad (4.114)$$

Яркость кружка расфокусированной звезды, очевидно, равна

$$B_* = E_* \frac{4 F^2}{\pi \delta^2}, \quad (4.115)$$

откуда видно, что при больших расфокусировках в пределе получаем истинный интегральный блеск кометы

$$E_* = E_{\text{к}} = \frac{4 \pi r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle H \tau_1}{r_{\text{к}}^2 \Delta^2} \quad (4.116)$$

с фотометрическим показателем, равным двум. При малых расфокусировках получается

$$E_* = E_{\text{к}} \frac{\pi R}{2 \nu \tau_1 r_{\text{к}}^2} = \frac{4 \pi r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle H \tau_1}{r_{\text{к}}^4 \Delta^2} \left(\frac{\pi R}{2 \nu \tau_1} \right), \quad (4.117)$$

т.е. истинный блеск кометы не равен блеску звезды сравнения, а меньше

его в $\sim \pi R / (2 \nu \tau_1 r_K^2)$ раз. Если верить, что по какой-то неизвестной причине наблюдатели при визуальной оценке блеска выдерживают условие $R = \text{const}$, то формула (4.117) даст наблюдаемую картину в интегральной фотометрии комет. Возможно, это получается из-за того, что далекие кометы звездообразны и приобретают вид равномерно яркого диска при незначительных внефокальностях. Близкие же кометы требуют для появления равномерно яркой площадки больших внефокальностей.

Если наша интерпретация верна, то приписываемый комете интегральный блеск m связан с истинным интегральным блеском $m_{\text{ист}}$ соотношением

$$m = m_{\text{ист}} - 2,5 \lg \left(\frac{\pi R}{2 \nu \tau_1 r_K^2} \right). \quad (4.118)$$

Так как именно m представляется формулой (1.4), то абсолютные звездные величины комет смещены на величину

$$\Delta H = 2,5 \lg \left(\frac{\pi R}{2 \nu \tau_1} \right). \quad (4.119)$$

При третьем способе фотометрии, кометы выводятся из фокуса до исчезновения, получаем случай (4.115). При этом должно было бы быть всегда $n = 2$. На самом деле Бейер (1930–1959, 1969), работая именно третьим способом, находил чаще всего $n = 4$.

Фотоэлектрическая фотометрия может рассматриваться как аналог второго способа. Ямамото (1981a) предложил интерпретировать фотоэлектрические оценки блеска путем построения зависимости

$$\lg (\Phi r_K^2) = f (\lg (R_d / r_K^2)), \quad (4.120)$$

где Φ – поток излучения кометы, R_d – радиус диафрагмы. При малых R_d функция f линейна:

$$\lg (\Phi r_K^2) = \text{const} + p \lg (R_d / r_K^2). \quad (4.121)$$

Если источник молекул C_2 можно считать точечным, то $p = 1$. Ямамото рассмотрел случай, когда источник молекул C_2 и других радикалов протяженный, причем наблюдаемый радикал рождается не в первом, а в одном из следующих поколений. При этом становится менее крутым пространственный спад плотности, но более крутым убывание интегральной светимости с гелиоцентрическим расстоянием. Формулы (4.116) и (4.117) выведены в предположении, что область распада родительских молекул не разрешена, т.е.

$$\nu_0 \tau_{01} \ll R \ll \nu_1 \tau_{11}. \quad (4.122)$$

Рассмотрим теперь случай наблюдения с очень длиннофокусным инструментом (или визуально с очень большим увеличением), когда

$$R \ll \nu_0 \tau_{01} \ll \nu_1 \tau_{11}. \quad (4.123)$$

Освещенность E_K' в уравнении (4.107) можно разложить в ряд по степе-

ням $R/(v_0 \tau_{01})$. Первый член разложения имеет вид

$$E'_K \approx \frac{(3 - 2\hat{C})r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle HR^2}{r_K^6 \Delta^2 v_0 v_1 \tau_{01}}, \quad (4.124)$$

где $\hat{C} = -\int_0^1 (\ln \ln x) dx \approx 0,5772$ — постоянная Эйлера, v_0 и τ_{01} — скорость

и время жизни родительских молекул, v_1 и τ_{11} — то же для наблюдаемого радикала.

В формуле (4.124) фотометрический показатель равен шести. При этом параметр формулы Ямамото $p = 2$. Ямамото показал, что фотоэлектрические наблюдения кометы Когоутека дают именно это значение показателя.

Можно ли объяснить разделение комет на кластеры с $n = 4, 6, 8, 10$ возникновением C_2 из различных молекул в несколько (2, 3, 4, 5) стадий? Для трехстадийного процесса (испарение—распад—распад) разложение E'_K по R начинается с члена

$$E'_K \doteq \frac{2 \pi r_{\text{я}}^2 \langle Z_1 \rangle HR^2}{r_K^6 \Delta v_1 v_2 \tau_{11}} \ln \frac{v_1 \tau_{11}}{v_0 \tau_{01}}, \quad (4.125)$$

где v_0 и τ_{01} — параметры прародительских, v_1 и τ_{11} — родительских молекул. Выражение (4.125) справедливо при

$$R \ll v_0 \tau_0 \ll v_1 \tau_1 \ll v_2 \tau_2 \quad (4.126)$$

и дает фотометрический показатель, равный не восьми, а шести.

Можно получить и большие значения фотометрического показателя, однако уяснив, каким путем это достигается, мы сразу же почувствуем сомнение в интерпретации кластеров как следствия многостадийности образования радикала C_2 .

Чтобы получить $n = 8$, необходимо создать условия, при которых вблизи ядра яркость не обратно, а прямо пропорциональна расстоянию, т.е. наблюдатели должны были видеть галос! Галосы — довольно редкое явление и наверняка не наблюдались у всех комет с $n > 6$, поэтому объяснить кластеры с $n = 8$ и 10 многостадийностью образования C_2 трудно.

Какие еще множители в приведенных формулах для E'_K могут зависеть от гелиоцентрического расстояния? Выбрав зависимость газопроизводительности $\langle Z \rangle = \langle Z_1 \rangle r_K^{-2}$, мы тем самым предположили азеотропную сублимацию молекул, порождающих C_2 , вместе с водой. Можно представить себе случай, когда тепловой режим поверхности устанавливается сублимацией воды, а примесь испаряется в условиях, навязанных сублимацией H_2O (§ 4.2). При этом

$$\langle Z \rangle_{H_2O} = \langle Z_1 \rangle_{H_2O} r_K^{-2}, \quad \langle Z \rangle_{C_2} = \langle Z_1 \rangle_{C_2} r_K^{-n}, \quad (4.127)$$

где

$$n = 2L_{C_2}/L_{H_2O} \quad (4.128)$$

при обязательном условии $L_{C_2} > L_{H_2O}$. Эта идея была предложена Назарчук и Шульманом (1984б), которые отметили две основные трудности данной гипотезы: резкое уменьшение газопродуктивности веществ, у которых L_{C_2} существенно больше энергии сублимации воды, и трудность объяснения дискретного ряда значений n . Для объяснения дискретности можно предположить, что испарение родительских молекул происходит агрегатами по две, три, четыре и т.д. молекул. Однако и такая гипотеза не может быть принята безоговорочно, так как непонятно, почему предпочтительны четные n . Остается также трудность с абсолютным темпом сублимации.

Из проведенного анализа вытекают следующие выводы:

1. Существование кластеров комет с фотометрическими показателями $n = 4$ и $n = 6$ вероятнее всего объясняется спецификой визуальной фотометрии, недооценивающей интегральный блеск кометы на множитель, обратно пропорциональный квадрату, а при наблюдениях с большим увеличением — четвертой степени гелиоцентрического расстояния.

2. Возможны, но менее вероятны физические причины образования дискретного ряда фотометрических показателей.

3. Статистический разброс индивидуальных значений n вокруг среднего обусловлен главным образом грубо приближенным соблюдением правила $R = \text{const}$ и, кроме того, разбросом энергий сублимации родительских соединений.

4. Для проведения и обработки интегральной фотометрии комет может быть рекомендована методика Ямамото и ее визуальный аналог, когда блеск определяется при различных внефокальностях.

§ 4.5. Размеры ядер комет по фотометрическим данным

Методика определения радиуса кометного ядра по фотометрическим данным многократно изменялась. В данном направлении работали Воронцов-Вельяминов (1945, 1946а, б), Костякова (1966), Бальде (1951), Бобровников (1951), Хасегава (1968), Узьо (1959), Мянес и др. (1960), Рихтер (1963), Рёмер (1966), Уиппл (1950а, 1963, 1975, 1978б), Дельзем и Руд (1971), Феррин и Наранхо (1980). Радиусы ядер по абсолютному блеску определяли Добровольский (1952, 1953а, б), Секанина (1976а), Кресак (1974), Спинрад и др., (1979).

Методы Шульмана (1972а) определения радиуса по фотометрическим данным использованы Коноплевой и Шульманом (1972, 1980а, б) для оценки радиусов многих комет. Для некоторых комет на основе тех же методов, но с моделированием эволюции радиусы ядер были оценены Назарчук и Шульманом (1982, 1984а, б).

Пусть усредненная по суточному и сезонному ходу температуры на кометном ядре и по его поверхности газопродуктивность H_2O равна $\langle Z \rangle$. Считаем, что примесь, содержащая радикал C_2 , испаряется азеотропно с водой и число ее молекул составляет x_{C_2} от числа молекул воды, а доля поверхности, не заэкранированная пылинками (см. § 4.3),

равна α . Если время жизни молекул C_2 в поле солнечной радиации τ , то их полное число N_{C_2} в атмосфере кометы определяется уравнением

$$N_{C_2} = 4 \pi r_{\text{я}}^2 \alpha \langle Z \rangle x_{C_2} \tau. \quad (4.129)$$

Комбинируя это выражение с (4.11), получаем

$$r_{\text{я}} = (\alpha x_{C_2} f_{00} \langle Z \rangle \tau)^{-1/2} 10^{10,49-0,2 M_{\text{к}}}, \quad (4.130)$$

где $M_{\text{к}}$ — звездная величина кометы, определенная выражением (4.12), произведение $\langle Z \rangle \tau$ в см^{-2} , $r_{\text{я}}$ — в км. Если взять $\langle Z \rangle \tau$ при $\tau_{\text{к}} = 1$ а.е., то можно заменить $M_{\text{к}}$ на абсолютную величину кометы $H_{\text{у}}$.

Выше было показано, что интегральный блеск кометы систематически недооценивается и именно эта недооценка приводит к значению $n = 4$. Поскольку выражение (4.130) основано на предположении, что оценен блеск всего вещества кометы, следует внести поправку в каждое значение $H_{\text{у}}$, либо исправить значение радиуса ядра, полученное по неисправленному значению абсолютной звездной величины кометы. Поправка к абсолютной величине дана выражением (4.119); поскольку $\pi R < 2v\tau_{01}$, радиус ядра, определенный по неисправленному значению $H_{\text{у}}$, занижен. Истинное значение радиуса составляет при $n = 4$

$$r_{\text{ист}} = r_{\text{я}} \left(\frac{\pi R}{2v\tau_{01}} \right)^{-1/2} \quad (4.131)$$

При $n = 6$ поправка к абсолютной величине имеет вид

$$\Delta H = 2,5 \lg \left(\frac{3 - 2 \hat{C}}{4\pi} \cdot \frac{R^2}{v_0 \tau_{01} v_1 \tau_{11}} \right). \quad (4.132)$$

Если справедлива формула (4.124), то

$$\Delta H = 2,5 \lg \left(\frac{R^2}{2v_1 \tau_{11} v_2 \tau_{21}} \ln \frac{v_1 \tau_{11}}{v_0 \tau_{01}} \right). \quad (4.133)$$

Если справедлива формула (4.125), то соответствующие формулы для исправления радиуса ядра имеют вид

$$r_{\text{ист}} = r_{\text{я}} \left(\frac{(3 - 2 \hat{C}) R^2}{4\pi v_0 \tau_{01} v_1 \tau_{11}} \right)^{-1/2} \quad (4.134)$$

и

$$r_{\text{ист}} = r_{\text{я}} \left(\frac{R^2}{2v_1 \tau_{11} v_2 \tau_{21}} \ln \frac{v_1 \tau_{11}}{v_0 \tau_{01}} \right)^{-1/2} \quad (4.135)$$

К сожалению, исправить радиус на практике довольно сложно, так как во все корректирующие формулы входят величины, которые неизвестны во-

обще либо известны плохо. Неизвестны параметры α , x_{C_2} , плохо известны альbedo ядра, пробеги молекул до распада, размер области усреднения при визуальных оценках.

Индивидуальные оценки блеска на основе формулы (4.130) могут, следовательно, оказаться ошибочными, несмотря на коррекцию. Сама коррекция сведется к увеличению радиусов ядер комет с $n \approx 4$ примерно в три раза, а комет с $n \approx 6$ – еще сильнее, как если бы приняли меньшее значение произведения αx_{C_2} .

Сказанное означает, что сводки оценок радиусов ядер комет, опубликованные Коноплевой и Шульманом (1972, 1980а, б) верны только статистически, отображая выборку абсолютных звездных величин комет (диапазон светимостей $1 : 10^6$) в пространство размеров ядер. Диапазон радиусов ядер составляет $1 : 1000$ или $30 \text{ м} - 30 \text{ км}$ со средним геометрическим $\sim 1 \text{ км}$.

Можно уменьшить неопределенность оценки радиуса, если использовать не только абсолютную звездную величину H_y , но и характер ее изменения со временем. В основе метода лежит теория, изложенная в § 4.3. Рассмотрим вариант эволюции кометного ядра, соответствующий неравенствам (4.81). При этом

$$\frac{2\pi}{r_{\text{я}}} \cdot \frac{dr_{\text{я}}}{d\varphi} \ll 1, \quad (4.136)$$

т.е. относительное уменьшение радиуса ядра за один оборот – малая величина. Это позволяет приближенно проинтегрировать уравнения эволюции ядра с однослойным запылением. Полагая $r_{\text{я}} \approx \text{const}$, $n = 2$ и воспользовавшись формулой (4.78), приведем уравнение (4.85) к виду

$$\frac{d \ln \alpha}{d\varphi} = -\text{Pos}[\tilde{A}(1 + e \cos \varphi)^{-2} - \tilde{B}], \quad (4.137)$$

где

$$\tilde{A} = \frac{16}{17} \cdot \frac{86400 f_v G \rho_{\text{п}} r_{\text{я}} q^{3/2} (1 + e)^{3/2}}{k_{\Gamma} \ln(a_{\text{max}}/a_{\text{min}}) (1 - f_v)} \sqrt{\frac{\pi m}{2kT}} \quad (4.138)$$

и

$$\tilde{B} = \frac{3 f_v \cdot 86400 m Z_{01}}{4 a_{\text{max}} \ln(a_{\text{max}}/a_{\text{min}}) k_{\Gamma} (1 - f_v) \rho_{\text{п}} \sqrt{q(1 + e)}}, \quad (4.139)$$

а

$$\text{Pos}[x] = \begin{cases} x & \text{при } x \geq 0, \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases} \quad (4.140)$$

Выясним, как влияет на значение параметра n экранирование льда пылью в процессе орбитального движения и как происходит вековое ослабление кометы. Для этого интегрируем уравнение (4.137). В области неотрицательных значений уравнения аргумента функции $\text{Pos}[x]$ в правой части полу-

чается аналитическое решение

$$\ln(\alpha_0/\alpha) = \tilde{A} \left[\frac{-e \sin \varphi}{(1-e^2)(1+e \cos \varphi)} + \frac{2}{(1-e^2)^{3/2}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right) \right] - \tilde{B} \varphi \quad (4.141)$$

для эллиптических орбит и

$$\ln(\alpha_0/\alpha) = \tilde{A} \left(\frac{1}{6} \sec^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{3} \right) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} - \tilde{B} \varphi \quad (4.142)$$

-- для парабол, где α_0 -- доля активной поверхности в перигелии. Возвращаясь к $r_{\text{к}}$ как к независимой переменной, имеем

$$\ln \frac{\alpha_0}{\alpha} = \tilde{A} \left[\frac{-q^{-1}}{(1+e)\sqrt{1-e^2}} \sqrt{(r_{\text{к}}-q) \left(\frac{1+e}{1-e} q - r_{\text{к}} \right)} + \frac{2}{(1-e^2)^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r_{\text{к}}-q}{\frac{1+e}{1-e} q - r_{\text{к}}}} \right] - 2\tilde{B} \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r_{\text{к}}-q}{\frac{1+e}{1-e} q - r_{\text{к}}}} \quad (4.143)$$

в случае эллипса и

$$\ln \frac{\alpha_0}{\alpha} = \frac{\tilde{A}}{3} \sqrt{\frac{r_{\text{к}}}{q} - 1} \left(1 + \frac{r_{\text{к}}}{2q} \right) - 2\tilde{B} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r_{\text{к}}}{q} - 1} \quad (4.144)$$

в случае параболы.

Параболическое приближение применимо в случаях, когда комета наблюдается далеко от афелия, т.е. при

$$r_{\text{к}} \ll q(1+e)/(1-e). \quad (4.145)$$

С учетом экранирования льда пылью основная фотометрическая формула примет вид

$$m = H + 2,5n_0 \lg r_{\text{к}} + 5 \lg \Delta + 2,5 \lg ef_3(r_{\text{к}}), \quad (4.146)$$

где n_0 -- истинный фотометрический показатель, f_3 -- функция экранирования, т.е. правая часть уравнения (4.143) или (4.144). Измеренный фотометрический показатель $n_{\text{изм}}$ связан с истинным очевидным соотношением:

$$n_{\text{изм}} = n_0 + 2,5 \lg e \frac{\Delta f_3(r_{\text{к}})}{\Delta \lg r_{\text{к}}} = n_0 + \Delta n. \quad (4.147)$$

Значение поправки к показателю Δn дает формула

$$\Delta n \approx 2,5 \lg e r_{\kappa} \frac{df_{\Sigma}}{dr_{\kappa}} = 2,5 \lg e \left(\tilde{A} \frac{(r_{\kappa}/q)^2}{8\sqrt{r_{\kappa}} - 1} - \tilde{B} / \sqrt{\frac{r_{\kappa}}{q} - 1} \right). \quad (4.148)$$

Чаще всего этой поправкой можно пренебречь. На том участке орбиты, где комета может наблюдаться визуально, либо $\Delta n = 0$, так как вся пыль уносится в атмосферу, либо $\Delta n \ll n$. С удалением от Солнца Δn увеличивается, но $\Delta n \sim n$ на таких гелиоцентрических расстояниях, где комета слишком слаба для визуальной фотометрии. Судьба кометного ядра оказывается очень критичной к его радиусу. Ядра, радиус которых свыше 10 км, жизнеспособны в качестве кометных ядер только при крайне малых пылесодержаниях f_v . Иначе они быстро покрываются пылевым слоем и становятся астероидами. Малость поправки (4.147) объясняет, почему запыление ядра не повлияло на статистические выводы из визуальной интегральной фотометрии.

В отличие от задачи орбитального изменения блеска, задача о вековом ослаблении допускает точное решение, впервые полученное Шульманом (1972а, б). Уравнение векового экранирования получаем подстановкой в (4.84) производной $dr_{\kappa}/d\varphi$ из (4.82) и $A_{\kappa p}(0)$ из (4.83), отнесенной к перигелию, так как вековое экранирование создается только теми частицами, которые не уносятся в атмосферу даже в перигелии. Для произвольного n это уравнение имеет вид

$$\frac{d \ln \alpha}{d\varphi} = \text{Pos} \left[\frac{\tilde{A}}{(1+e)^n} - \frac{\tilde{B}}{q^{n-2}(1+e)^{n-2}} \right] (1+e \cos \varphi)^{n-2}. \quad (4.149)$$

Интегрируя это выражение по обороту кометы, получим

$$\Delta \ln \alpha = -\text{Pos} \left[\frac{\tilde{A}}{(1+e)^n} - \frac{\tilde{B}}{q^{n-2}(1+e)^{n-2}} \right] K_n, \quad (4.150)$$

где

$$K_n = 2\pi, 2\pi, \pi(2+e^2), \pi(2+3e^2), \pi\left(2+6e^2+\frac{e^4}{2}\right) \quad (4.151)$$

для $n = 2, 3, 4, 5$ и 6 соответственно. Относительный вклад второго члена в (4.150) равен отношению $a_{\kappa p}/a_{\text{max}}$, где значение $a_{\kappa p}$ определено в перигелии. Вековой спад абсолютного блеска периодической кометы определяется уравнением

$$H_y = H_{y0} + 2,5 \nu \lg e |\Delta \lg \alpha|, \quad (4.152)$$

где ν — число оборотов, которое совершила комета, после появления на данной орбите.

Линейный ход абсолютного блеска, обусловленный однослойным экранированием, будет продолжаться до смыкания между собой частиц экранирующего слоя. Элементарная оценка дает значение коэффициента экранирования в таком состоянии $\xi_{\text{пред}} \approx \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \approx 0,906$. После этого начинает расти многослойная пылевая корка.

Оценим величину векового падения блеска типичной кометы. Задаемся параметрами: $\rho_{\text{я}} \approx 0,8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\rho_{\text{п}} \approx 2,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $q = 0,587$, $e = 0,967$, $a_{\text{max}} = 10 \text{ см}$, $a_{\text{min}} = 10^{-6} \text{ см}$, $r_{\text{я}} = 5 \text{ км}$, $f_{\nu} = 0,05$, $n = 2$, $T = 220 \text{ К}$. Подстановка этих значений в (4.138) и (4.139) показывает, что вторым членом в (4.150) можно пренебречь по сравнению с первым, который дает вековое ослабление 0,035 зв. вел. на один оборот, что весьма близко к оценке Всехсвятского (1927) $\approx 0,033$ зв. вел. за оборот. Заметим, что эта величина зависит от радиуса ядра.

На основании анализа векового падения блеска может быть построен еще один способ оценки радиуса ядра. Определим $\Delta_1 \ln \alpha$ по наблюдательным данным путем дифференцирования сглаженной кривой вековой эволюции кометы:

$$|\Delta_1 \ln \alpha| = \frac{H_{y2} - H_{y1}}{2,5 \lg e (\nu_2 - \nu_1)}. \quad (4.153)$$

Выражение (4.150) с учетом (4.138) и (4.139) перепишем в виде

$$|\Delta_1 \ln \alpha| = \lambda_1 r_{\text{я}} f_{\nu} / (1 - f_{\nu}), \quad (4.154)$$

где смысл коэффициента λ_1 , зависящего от элементов орбиты, a_{max} и a_{min} ясен из контекста. Сравнивая (4.153) с (4.154), при заданном пыле-содержании, находим радиус ядра кометы.

Чтобы оценка радиуса ядра по темпу ослабления кометы согласовывалась с оценкой по светимости, необходимо приписать комете определенный возраст. Логарифмируя (4.130), имеем

$$H_y = 25,45 - 2,5 \lg (x_{C_2} f_{00} \langle Z_1 \rangle \tau_1) - 5 \lg r_{\text{я}} - 2,5 \lg e (\lg \alpha_0 - \nu |\Delta_1 \lg \alpha|), \quad (4.155)$$

где α_0 — начальное значение доли активной поверхности ядра. Очевидно, $\alpha_0 \neq 1$, так как даже у полностью беспыльных комет сублимация не охватывает всей поверхности ядра. Применяя (4.155) к двум точкам на сглаженной кривой векового падения блеска, оцениваем величины α_0 и ν . Очевидно, что задача определения радиуса и других параметров ядра недоопределена, так как содержит по крайней мере четыре неизвестных параметра: α_0 , x_{C_2} , τ_1 и f_{ν} . Неопределенность несколько уменьшается, если на кривой $H_y(\nu)$ зафиксирован характерный излом, свидетельствующий о переходе ядра в стадию роста многослойной пылевой корки. В этот момент $\alpha \approx 0,1$ и можно указать возраст кометы.

ПЫЛЕВАЯ КОМПОНЕНТА ЯДЕР

§ 5.1. Наблюдательные данные о пыли в кометах

Присутствие пыли в атмосферах комет установлено по их непрерывным спектрам, в которых видны фраунгоферовы линии солнечной фотосферы и подтверждено поляризационными наблюдениями, начиная с первых измерений Араго (1855).

Выход в свет работ Дебая (1908, 1909) и Ми (1908) о рассеянии света малыми частицами позволил объяснить динамику частиц в хвостах II типа по Бредихину давлением света на пылинки микронного и субмикронного размера. В рамках теории Ми были проинтерпретированы: непрерывный спектр (Полосков, 1948), Узьо (1959), распределение яркости в хвосте второго типа (Финсон и Пробстейн (1968)) и поляризационные данные (Эман (1939, 1941), Бойко и Харитонов (1957), Липский (1957), Мирзоян и Хачикян (1959а, б), Курчаков (1960), Кларк (1971), Бугаенко и др. (1973), Кришнасами (1975), Ошеров (1976), Нарижная и др. (1977), Киселев и Чернова (1978, 1981), Киселев (1982)). Однако проблематика диагностики кометной пыли, т.е. определения физических, геометрических и химических свойств пылинок, в настоящее время еще далека от окончательного решения, так как один и тот же континуум можно получить с помощью бесчисленного множества различных рассеивающих сред, варьируя распределение частиц по размерам, показателям преломления и формам.

Интерпретация поляризационных кометных наблюдений следовала за появлением различных таблиц (Шифрин и Зельманович (1966), Дейрменджан (1971), Яновицкий и Думанский (1972), Емиленко и Толстобров (1981)). Выводы из наблюдений сильно зависели от того, какие таблицы использовали наблюдатели. Например, Ней и Мерил (1976) приписывали пылинкам показатель преломления $n \approx 1,33$ (вода), Лиллер (1960) настаивал на железных пылинках, Оно (1976) рассматривал пылинки другого состава. Ясно, что эти выводы о составе пылинок как наблюдательный факт рассматривать нельзя.

Выводы работ по панорамной поляриметрии комет более надежны. Распределение поляризации по голове кометы, полученное Кларком (1971); Ошеровым (1970, 1971, 1973, 1976), Никольским и др. (1978), Эльвиусом (1958), Мартемом (1960), Исобе и др. (1978), показывает, что в областях, примыкающих к ядру, выделенным направлением является направление на ядро, а в периферийных частях головы — направление на Солнце. Отсюда следует несферичность пылинок и их ориентация сначала потоком газа, а затем фотонным потоком.

Изображение пылевого хвоста кометы содержит информацию о распределении пылинок по размерам. Финсон и Пробстейн (1968) сделали первую попытку ее извлечения из фотометрической структуры пылевого хвоста. Эта же методика расшифровки структуры пылевого хвоста применялась Секаниной (1973, 1976 б). О нестационарности пылепроизводительности ядра говорит факт существования синхрон. Нестационарность истечения может объясняться различными причинами: нестационарным истечением газа при макроскопически однородном ядре, неоднородностью структуры ядра по глубине, неоднородностью поверхности ядра. Как показал Долгинов (1972), при вращении поверхность неоднородного ядра могут возникать синхроны.

Еще один источник сведений о кометной пыли – метеорное вещество. С помощью физической теории метеоров (Левин (1956)) определено распределение метеорных частиц по массам, а следовательно, и по размерам.

Таким образом, из спектральных, поляриметрических, фотометрических, геометрических, метеорных и космических исследований следует, что в ядрах комет присутствует пыль, при этом возможны участки локального повышенного пылесодержания; кометная пыль полидисперсна, среднестатистический закон распределения по радиусам имеет вид $F(a) \sim a^{-4}$; кометные пылинки, скорее всего, неферрические; опубликованные в литературе данные о показателе преломления вещества пылинок и их физико-химической идентификации ненадежны и взаимно противоречивы; ненадежны данные о массе пыли в атмосферах комет, полученные путем спектрофотометрии, так как переход от светимости комет в континууме к полному сечению рассеивания невозможен без знания физико-химической природы пылинок.

§ 5.2. Диагностика кометной пыли по собственному инфракрасному излучению

После Беклина и Уэстфола (1966), исследовавших инфракрасное излучение кометы Икейя–Секи 1965VIII, опубликованы многочисленные наблюдения комет 1969 – 1970 гг.: Маас и др. (1970) – комета 1970 II, Клайман и др. (1971) – кометы 1969 IX, 1970 II, Хаквелл (1971), Вестфол (1972) – кометы 1965 VIII и 1970 II, Майер (1972) – 1970 II, Ли (1972). В последующие годы наблюдались кометы Когоутека, Бредфилда, Кобаяси – Бергера – Майлона, Энке, Боуэлла, Стефана – Отерма и др.: Ногути и др. (1974), Зайлик и Райт (1974), Ней (1974 а, б, 1975), Феедер и Ханнер (1981), Кемпинс и др. (1981, 1982), Ханнер и др. (1984), А’Херн (1984). Дейвис (1984) описал инфракрасные наблюдения комет с помощью спутника IRAS.

Первая попытка интерпретации результатов инфракрасной фотометрии принадлежит Беклину и Уэстфолу (1966). Она основана на предположении, что между радиусом пылинок a и длиной волны λ излучаемого и поглощаемого света во всем диапазоне соблюдается соотношение

$$2\pi a \gg \lambda, \quad (5.1)$$

т.е. $a \gg 10$ мкм. Был сделан спорный вывод, что пылинки состоят из железа. Большинство наблюдений указывает на преобладание мелких пылинок

($a \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ см), что приводит к неравенству

$$2\pi a \lesssim \lambda, \quad (5.2)$$

когда справедливо приближение Рэлея.

Затем появилась работа Кришнасами и Донна (1967) с расчетом инфракрасного излучения пылинок некоторых избранных составов, работа автора (1974а) с приближенным решением этой же задачи, но аналитическим, хотя и пригодным только при условии (5.2). При этом учитывалась температурная зависимость мнимой части показателя преломления.

Анализируя инфракрасный континуум, трудно получить однозначную информацию о веществе пылинок. В спектрах ряда комет Маас и др. (1970), Хаквелл (1971), Ханнер и Кемпинс (1984), Ханнер и др. (1984) наблюдали пик в окрестности 10 мкм, характерный для силикатов, однако Ваньсек и Викрамасингх (1975) предложили интерпретировать этот пик как излучение полиформальдегида.

Рассмотрим тепловой баланс пылинки в поле солнечного излучения. Мощность, поглощаемая пылинкой, определяется интегралом

$$\frac{dE^+}{dt} = \int_0^\infty d\lambda \int_{\Delta\Omega} \sigma_\lambda I_\lambda^\circ d^2\Omega \approx \frac{\pi R_\oplus^2}{R_\oplus^2 r_K^2} \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\circ d\lambda, \quad (5.3)$$

где σ_λ — сечение поглощения фотона с длиной волны λ , $\Delta\Omega$ — телесный угол, под которым видно Солнце с пылинки. В качестве I_λ° можно принять интенсивность планковского излучателя с температурой $T_\odot = 5785$ К.

Пылинки будем считать сферическими изотропными излучателями, определив мощность их собственного излучения выражением

$$\frac{dE^-}{dt} = 4\pi \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\Pi(\lambda, T_\Pi) d\lambda, \quad (5.4)$$

где T_Π — температура пылинки, I_λ^Π — интенсивность ее излучения. Поскольку мы рассматриваем только мелкие в оптическом смысле частицы, предположение о форме не приведет к каким-либо погрешностям.

Изменение температуры пылинки в поле солнечного излучения определяется уравнением

$$\frac{d}{dt} (CT_\Pi) = \frac{\pi R_\oplus^2}{R_\oplus^2 r_K^2} \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\circ d\lambda - 4\pi \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\Pi d\lambda, \quad (5.5)$$

где C — теплоемкость пылинки. Теплоемкость C не зависит от температуры пылинки, так как последняя выше дебаевской. Уравнение теплового равновесия имеет вид

$$\pi R_\oplus^2 R_\oplus^{-2} r_K^{-2} \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\circ d\lambda = 4\pi \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda^\Pi d\lambda. \quad (5.6)$$

Тепловое равновесие устойчиво при условии

$$\begin{aligned} \frac{d^2(CT_\Pi)}{dt^2} \left[\frac{d(CT_\Pi)}{dt} \right]^{-1} = \\ = \pi R_\oplus^2 R_\oplus^{-2} r_K^{-2} \int_0^\infty \frac{\partial \sigma_\lambda}{\partial T_\Pi} I_\lambda^\circ d\lambda - 4\pi \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial T_\Pi} (\sigma_\lambda I_\lambda^\Pi) d\lambda < 0. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Равновесная температура пылинки есть решение уравнения (5.6) при условии (5.7). Основная трудность при решении уравнения (5.6) вызвана сложной зависимостью $\sigma_\lambda(\lambda, T_p)$, которая для многих веществ неизвестна, а для комет, кроме того, неизвестно и само вещество пылинок.

Если размер пылинки удовлетворяет неравенству (5.2), то допустимо рэлеевское приближение для сечений взаимодействия пылинки со светом, вывод которого можно найти у ван де Хюлста (1961), Ньютона Г. (1961) и др.:

$$\sigma_\lambda = \pi a^2 \cdot \frac{8\pi a}{\lambda} \operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2}, \quad (5.8)$$

где m – комплексный показатель преломления:

$$m = m' - im''. \quad (5.9)$$

Комплексная диэлектрическая постоянная m^2 связана с обычной диэлектрической проницаемостью ϵ и проводимостью вещества пылинки $\hat{\sigma}$ соотношением

$$m^2 = \epsilon - i \frac{2\hat{\sigma}\lambda}{c}. \quad (5.10)$$

Очевидно,

$$\operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} = \frac{6m'm''}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m'm'')^2} \quad (5.11)$$

и

$$\operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} = \frac{6\hat{\sigma}\lambda/c}{(\epsilon + 2)^2 + 4\hat{\sigma}^2\lambda^2/c^2}. \quad (5.12)$$

Оба эти выражения эквивалентны. Соотношение (5.11) более удобно при постоянных m' и m'' , т.е. при $\epsilon = \text{const}$, $\hat{\sigma} \sim \lambda^{-1}$. Соотношение (5.12) предпочтительнее, если постоянны ϵ и $\hat{\sigma}$, так как оно в явной форме дает зависимость от длины волны. Часто можно упростить (5.12) в результате неравенства

$$4\hat{\sigma}^2\lambda^2/c^2 \gg (\epsilon + 2)^2, \quad (5.13)$$

справедливого для хорошо проводящих пылинок и достаточно длинноволнового излучения. При этом

$$\operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \approx \frac{3c}{2\hat{\sigma}\lambda}. \quad (5.14)$$

В выражения (5.3) и (5.4) входит интеграл

$$J_{0,1}(T) = \int_0^\infty \sigma_\lambda I_\lambda(T) d\lambda, \quad (5.15)$$

где индекс "0" относится к случаю (5.11), а индекс "1" – к случаю (5.14). Вычисление этих интегралов дает

$$J_0(T) = \frac{16\pi^2 a^3 hc^2 \cdot 144m'm''\zeta(5)}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m'm'')^2} \left(\frac{kT}{hc}\right)^5 \quad (5.16)$$

при $m = \text{const}$ и

$$J_1(T) = 16\pi^2 a^3 hc^2 \cdot \frac{180c}{\hat{\sigma}} \zeta(6) \left(\frac{kT}{hc} \right)^6 \quad (5.17)$$

при $\epsilon = \text{const}$ и $\hat{\sigma} = \text{const}$ в приближении (5.14). Символом $\zeta(n)$ в выражениях (5.16) и (5.17) обозначена дзета-функция Римана:

$$\zeta(n) = \sum_{i=1}^{\infty} i^{-n}. \quad (5.18)$$

Пылинки нагреваются, получая энергию главным образом в видимом диапазоне спектра. При этом (см. Гринберг М. (1978)) у графита, загрязненного льда, и (с меньшей точностью) у железа $m \approx \text{const}$, т.е.

$$\frac{dE^+}{dt} \cong \frac{\pi R_{\odot}^2}{R_{\oplus}^2 r_{\kappa}^2} J_0(T_{\odot}). \quad (5.19)$$

В инфракрасном диапазоне, к которому относится собственное излучение пылинки, это соотношение неприменимо. Для металлических пылинок ($m' = m''$) и для полупроводниковых с малой шириной запрещенной зоны можно пользоваться приближением

$$\frac{dE^-}{dt} \approx 4\pi J_1(T_{\Pi}). \quad (5.20)$$

Подстановка (5.19) и (5.20) в (5.6) превращает его в алгебраическое уравнение для определения равновесной температуры,

$$T_{\Pi}^6 = K \hat{\sigma}(T_{\Pi}) r_{\kappa}^{-2}, \quad (5.21)$$

где

$$K = \frac{\zeta(5) h m' m'' R_{\odot}^2 T_{\odot}^5}{5 R_{\oplus}^2 \zeta(6) k \{ [2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m' m'')^2 \}}. \quad (5.22)$$

Уравнение (5.21) несправедливо для диэлектрических пылинок.

Из соотношения (5.21) видно, что для пылинок, проводимость которых не зависит от температуры, справедлив закон

$$T_{\Pi} = T_{\Pi 1} r_{\kappa}^{-1/3}, \quad (5.23)$$

где $T_{\Pi 1}$ — температура на единичном гелиоцентрическом расстоянии. Закон изменения температуры массивного серого тела существенно отличается от (5.23):

$$T = T_1 r_{\kappa}^{-1/2} \quad (5.24)$$

Учтем теперь зависимость проводимости вещества пылинок от температуры. Она различна для полупроводниковых, металлических и диэлектрических частиц.

Проводимость полупроводника увеличивается с температурой:

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_{\infty} \exp(-\Delta w / (2kT_{\Pi})). \quad (5.25)$$

Здесь Δw — ширина запрещенной зоны либо энергия активации примесей, $\hat{\sigma}_{\infty}$ — асимптотическое значение проводимости при $T_{\Pi} \rightarrow \infty$. Таким образом,

температура на гелиоцентрическом расстоянии r_k есть корень уравнения

$$T_{\Pi}^6 \exp(\Delta w / (2kT_{\Pi})) = K \hat{\sigma}_{\infty} r_k^{-2}. \quad (5.26)$$

Приведем его к безразмерному виду. Определим безразмерные температуру и гелиоцентрическое расстояние, как

$$\theta = T_{\Pi} / T_*, \quad x = r_k / L_* \quad (5.27)$$

где масштабы температуры T_* и расстояния L_* выбраны следующим образом:

$$T_* = \frac{\Delta w}{2k} \lg e, \quad (5.28)$$

$$L_* = \left(\frac{2k}{\Delta w \lg e} \right) (K \hat{\sigma}_{\infty})^{1/3}. \quad (5.29)$$

В безразмерной форме уравнение (5.26) принимает вид

$$\lg x = -3 \lg \theta - 1/(2\theta) \quad (5.30)$$

и не содержит ни одного параметра.

Дифференцируя (5.30), имеем

$$\frac{d \lg x}{d \lg \theta} = -3 + 1/(2\theta \lg e). \quad (5.31)$$

Значение $\lg x$ достигает максимума

$$(\lg x)_{\max} = -3 \lg(e/(6 \lg e)) \approx -0,54 \quad (5.32)$$

при

$$\theta_{\max} = 1/(6 \lg e) \approx 0,384. \quad (5.33)$$

Это означает, что при

$$\lg x < (\lg x)_{\max} \quad (5.34)$$

одному и тому же значению x соответствуют два значения θ , а при

$$\lg x > (\lg x)_{\max} \quad (5.35)$$

уравнение (5.30) вообще не имеет решения.

Меньшее из двух значений температуры, относящихся к одному и тому же r_k , соответствует неустойчивому тепловому равновесию и в природе не реализуется.

При выполнении условия (5.35) гелиоцентрическое расстояние настолько велико, что правая часть (5.35) не достигает нуля ни при каком значении температуры, оставаясь отрицательной. Очевидно, что при этом температура должна быстро уменьшаться.

На самом деле этот вывод неверен, так как после "вымерзания" свободных носителей тока, основная роль в поглощении света перейдет к оптическим колебаниям решетки, центрам окрашивания и другим механизмам, зависящим от типа кристалла. Очень холодная пылинка будет вести себя, как диэлектрическая.

Для качественной оценки примем модель диэлектрика в виде набора гармонических осцилляторов. При этом

$$\operatorname{Re}(m^2) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_i \frac{(\omega_i^2 - \omega^2) f_i}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \gamma_i^2 \omega^2}, \quad (5.36)$$

$$\operatorname{Im}(m^2) = \frac{2\hat{\sigma}\lambda}{c} = \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_i \frac{\gamma_i f_i \omega}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \gamma_i^2 \omega^2}, \quad (5.37)$$

где N – плотность, ω_i – собственные частоты, γ_i – постоянные затухания, f_i – силы осцилляторов, e и m – заряд и масса электрона.

Так как с понижением температуры полосы поглощения твердого тела сужаются, допустимо воспользоваться приближением линейчатого спектра. Из (5.37) получаем при $\gamma_i \rightarrow 0$

$$\hat{\sigma} = \sum_i \frac{N e^2 \lambda_i^2 f_i}{2mc} \delta(\lambda - \lambda_i), \quad (5.38)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Отсюда следует

$$\operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} = \frac{3N e^2}{m c^2} \sum_i \frac{f_i \lambda_i^3 \delta(\lambda - \lambda_i)}{9 + \frac{4 f_i^2 N^2 e^4 \lambda_i^2}{m^2 c^2 \gamma_i^2}}. \quad (5.39)$$

В случае когда второе слагаемое в знаменателе значительно больше первого,

$$\operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \approx \frac{3m}{4N e^2} \sum_i \frac{\lambda_i \gamma_i^2}{f_i^2} \delta(\lambda - \lambda_i). \quad (5.40)$$

Для поглощаемой и излучаемой мощностей соответственно получаются выражения

$$\frac{dE^+}{dt} \approx \frac{\pi R_\circ^2}{R_\circ^2 r_\kappa^2} \cdot \frac{12\pi^2 a^3 m h c^2}{N e^2} \sum_i \frac{\gamma_i^2}{f_i^2 \lambda_i^5} \left(\exp \frac{hc}{\lambda_i k T_\circ} - 1 \right)^{-1} \quad (5.41)$$

и

$$\frac{dE^-}{dt} \approx 4\pi \cdot \frac{12\pi^2 a^3 m h c^2}{N e^2} \sum_i \frac{\gamma_i^2}{f_i^2 \lambda_i^5} \left(\exp \frac{hc}{\lambda_i k T_\Pi} - 1 \right)^{-1} \quad (5.42)$$

Чтобы установить общую закономерность, достаточно рассмотреть диэлектрик с единственной полосой поглощения. Сохраняя в сумме (5.42) один член и приравнявая (5.41) и (5.42), получаем

$$T_\Pi = \frac{hc/(\lambda_1 k)}{\ln \left[1 + \left(\exp \frac{hc}{\lambda_1 k T_\circ} - 1 \right) \left(\frac{2R_\circ}{R_\circ r_\kappa} \right)^2 \right]}. \quad (5.43)$$

Введем масштабы температуры

$$T_* = hc/(\lambda_1 k) \quad (5.44)$$

и расстояния

$$L_* = \frac{R_\odot}{2} \left(\exp \frac{hc}{\lambda_1 k T_\odot} - 1 \right)^{-1} \quad (5.45)$$

и выполним подстановки (5.27), получая безразмерную форму уравнения (5.43),

$$\theta = 1/\ln(1 + x^2), \quad (5.46)$$

из которой видно, что температура пылинки с удалением от Солнца не обращается в нуль скачком, а плавно уменьшается.

В отличие от полупроводников и диэлектриков проводимость металлов с повышением температуры уменьшается. При этом выполняется соотношение

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_0(T_0) [1 + \alpha(T - T_0)]^{-1}, \quad (5.47)$$

где α — температурный коэффициент сопротивления. Обычно в справочной литературе приводится значение $\hat{\sigma}_0(T_0)$ при $T_0 = 298$ К. Типичное значение $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Ход проводимости с температурой, описываемый уравнением (5.47), возможен не только у металлов, но и у хорошо проводящих полупроводников с сильно дефектной кристаллической структурой. Можно полагать, что кометные пылинки представляют собой микромонокристаллики, поэтому пробег носителей примерно равен размеру частицы и не зависит от температуры, т.е. полупроводниковые свойства пылинок не маскируются их поликристаллическостью. Эксперименты Фраундорфа и др. (1982) по сбору внеземной пыли на высотных самолетах обнаружили пылинки сферической формы и их агрегаты, однако эти частицы прошли стадию плавления в метеорной зоне на высоте ~ 100 км. Температура металлической пылинки определяется уравнением

$$T_{\text{п}}^6 [1 + \alpha(T_{\text{п}} - T_0)] = K \hat{\sigma}_0 r_{\text{к}}^{-2}, \quad (5.48)$$

где константа K , как и в (5.21) определяется выражением (5.24). С помощью масштабов температуры и расстояния

$$T_* = 1/\alpha - T_0, \quad (5.49)$$

$$L_* = (K \hat{\sigma}_0)^{1/2} (1/\alpha - T_0)^{-7/2} \quad (5.50)$$

уравнение (5.48) может быть выражено в безразмерной форме:

$$\lg x = -3 \lg \theta - \frac{1}{2} \lg(1 + \theta). \quad (5.51)$$

Как и ранее полученные уравнения (5.31) и (5.46), оно не содержит ни одного параметра. Это обстоятельство позволяет определить, к какому классу веществ (металл, диэлектрик, полупроводник) относится кометная пыль. Безразмерные графики перечисленных зависимостей даны на рис. 22.

Вначале определяем температуру пылинки по инфракрасному континууму. Для полупроводниковых и металлических пылинок коэффициент поглощения в инфракрасном диапазоне обратно пропорционален квадрату

длины волны, т.е.

$$I_\lambda \sim \lambda^{-7} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_\Pi}\right) - 1 \right)^{-1}. \quad (5.52)$$

В интересующем нас случае $\exp(hc/(\lambda k T_\Pi)) \gg 1$, поэтому

$$I_\lambda \sim \lambda^{-7} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_\Pi}\right). \quad (5.53)$$

Для диагностики пылинок необходим ряд измерений потока инфракрасного излучения, например, в системе *HKLMN*. Зная отношение интенсивностей I_1/I_2 в двух длинах волн λ_1 и λ_2 , находим

$$T_\Pi \approx \frac{hc \lg e}{k} \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2 (7 \lg(\lambda_2/\lambda_1) - \lg(I_1/I_2))}. \quad (5.54)$$

Не следует брать $\lambda_{1,2} < 2$ мкм из-за вклада рассеянного солнечного излучения. С другой стороны, из-за эмиссионного пика при $\lambda \approx 10$ мкм не следует (без предварительного исключения эмиссии) пользоваться фотометрическим отсчетом в полосе *N*. По-видимому, оптимальное решение состоит в выборе попус *K*, *L* или *M*.

Определив по наблюдениям функцию $T_\Pi(r_k)$, переходим к определению типа вещества. Эта задача разрешима не всегда. Например, в области низких температур ($\lg \theta < -0,7$) ход температуры для всех веществ практически одинаков. В области высоких температур ($\lg \theta > 0,7$) сходно поведение металла и полупроводника.

Строим эмпирическую зависимость $\lg r_k$ от $\lg T_\Pi$. Совмещая ее с одной из кривых рис. 22 путем параллельного сдвига осей координат, определяем величины T_* и L_* .

Пусть ход температуры соответствует металлическим пылинкам. Тогда (5.49) сразу дает значение α , а из (5.50) произведение $K \hat{\sigma}_0(T_0)$. Аналогично для полупроводниковых пылинок полученные из наблюдений T_* и L_* дают возможность найти по (5.28) Δw , а из (5.31) — значение произведения $K \hat{\sigma}_\infty$.

На практике возможна ситуация, когда диапазон r_k мал, а разброс точек на графике $\lg r_k = f(\lg T_\Pi)$ велик, т.е. наблюдения дают возможность определить только один параметр — среднее значение производной $d \lg r_k / d \lg T_\Pi$. В этом случае, дифференцируя выражение (5.51), получаем для металлических пылинок

$$\frac{d \lg x}{d \lg \theta} = -3 - \frac{\theta}{2(1 + \theta)}. \quad (5.55)$$

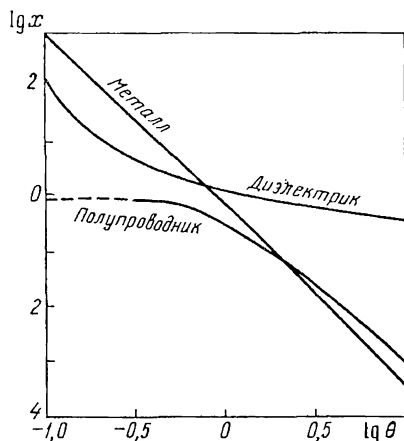


Рис. 22. Диагностический график для определения типа вещества кометных пылинок

Таблица 5.1

Температура пыли в атмосфере кометы 1965 VIII

r_K , а.е.	T_{Π} , К	r_K , а.е.	T_{Π} , К	r_K , а.е.	T_{Π} , К
0,195	809	0,295	680	0,455	674
0,250	772	0,380	625	0,555	694

Для полупроводниковых пылинок имеем

$$\frac{d \lg x}{d \lg \theta} > -3. \quad (5.56)$$

Находим из наблюдений величину

$$\frac{d \lg r_K}{d \lg T_{\Pi}} + 3 = \nabla \pm \delta \nabla, \quad (5.57)$$

где $\delta \nabla$ — абсолютная погрешность значения производной. По знаку ∇ определяем, к какому классу веществ принадлежит вещество пылинки.

Если ход температуры не соответствует ни металлическим, ни полупроводниковым пылинкам, то изложенная здесь методика диагностики неприменима.

Шульман (1974а) применил эту методику к анализу инфракрасного континуума кометы Икейя—Секи 1965 VIII. Для определения температуры были взяты значения потоков излучения в областях 2,2 мкм (К) и 3,4 мкм (L). Выполнив необходимые подстановки, приведем (5.54) к виду

$$T_{\Pi} \approx 1000 \text{ К} \left(1,325 - \lg \frac{I(2,2 \text{ мкм})}{I(3,4 \text{ мкм})} \right). \quad (5.58)$$

Рассчитанные по исходным данным Беклина и Уэстфолла (1966) значения температуры приведены в табл. 5.1. Два последних значения в данной таблице аномальны и, возможно, ошибочны. В дальнейшей обработке эти два значения не участвуют.

Первые четыре значения температуры дают

$$d \lg r_K / d \lg T_{\Pi} \approx -2,62, \quad (5.59)$$

откуда $\nabla = 0,38 > 0$ и, следовательно, вещество пылинки — полупроводник. Далее находим $\bar{\theta} \approx 3$ и, так как $\bar{T}_{\Pi} = 722 \text{ К}$, $T_* \approx 230 \text{ К}$. Это значение T_* дает энергию активации примесей $\Delta w \approx 0,09 \text{ эВ}$. Подобные значения энергии активации типичны для примесных полупроводников, например загрязненных силикатов. Найденный из наблюдений масштаб расстояния $L_* \approx 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}$, откуда

$$K \hat{\sigma}_{\infty} = L_*^2 T_*^6 \approx 4 \cdot 10^{43} \text{ см}^2 \cdot \text{К}^6. \quad (5.60)$$

Подстановка констант в (5.22) дает

$$K \approx \frac{3,1 \cdot 10^{29} m' m''}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m' m'')^2} \text{ см}^2 \cdot \text{К}^6 \cdot \text{с}. \quad (5.61)$$

Выбирая для оценки $\hat{\sigma}_{\infty} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $m' = 1,55$ (для силикатных частиц по М. Гринбергу (1978)), получим $m'' \approx 0,85$. Таким образом, весьма вероятно, что входящая в состав ядра пыль состоит из хорошо проводящих примесных полупроводников.

§ 5.3. Происхождение кометной пыли

Трактовка проблемы происхождения кометной пыли тесно связана с пониманием происхождения самих комет. Если кометы образовались в протопланетном облаке в процессе эволюции Солнечной системы, то кометная пыль – это пыль протопланетного облака. Образованию и коагуляции такой пыли посвящены многие работы (см. § 4.3).

Если кометные ядра получились путем выброса массивных обломков с поверхностей спутников планет, то вещество ядра прошло стадию планетарной дифференциации под действием гравитационного поля. В таком случае пыль образовалась в результате дробления массивных кусков минералов под действием температурных перепадов и других планетарных факторов.

Долгинов (1967) предложил механизм образования пыли непосредственно в атмосфере кометы путем конденсации паров тугоплавких веществ, в первую очередь углерода. Ранее аналогичные механизмы генерации пыли в атмосферах звезд предлагались Лоретой (1934) и О'Кифом (1939).

В процессе дальнейшей разработки этой гипотезы Шульман (1970а, 1972а) обратил внимание на возможность полимеризации ацетилена в купреновую пыль, как это наблюдается в эксперименте (Пшежецкий, 1968). Аналогичную гипотезу о полимеризации формальдегида выдвинули Ваньсек и Викрамасингх (1975). Конденсация и полимеризация описываются сходными уравнениями и могут анализироваться совместно. Выясним, соответствует ли наблюдаемому гранулометрический состав пылинок, образовавшихся в кометной атмосфере.

Расчет проведем при следующих исходных предположениях: течение газа считаем сферически симметричным, а скорость газа постоянной. Пренебрегаем также размером зародыша твердой фазы по сравнению с размером пылинки, считая зародыш пылинкой нулевого радиуса.

При сделанных предположениях функция распределения частиц по размерам $F(a, R)$ подчиняется кинетическому уравнению

$$V \frac{\partial}{\partial R} (FR^2) + \frac{da}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial a} (FR^2) = \frac{nR^2}{\tau} \delta(a) \quad (5.62)$$

и условию нормировки

$$\int_0^{a_{\max}} F(a, R) da = n_{\Pi}(R), \quad (5.63)$$

где V – скорость течения газопылевой среды, одинаковая для газа и пыли, n – плотность конденсирующейся компоненты, τ – время жизни ее атомов до ионизации,

$$\frac{da}{dt} = \alpha \frac{m}{\rho_{\Pi}} n \langle v_{\text{отн}} \rangle \quad (5.64)$$

– скорость роста пылинки, где в свою очередь α – коэффициент прилипания ($\alpha \approx 1$), m – масса конденсирующегося атома, $\rho_{\text{п}}$ – плотность вещества пылинки, $\langle v_{\text{отн}} \rangle$ – относительная скорость атомов газа по отношению к пылинке.

Предполагается, что зародыши твердой фазы – только ионы, а ролью многоатомных комплексов можно пренебречь. Действительно, среднее время между тройными столкновениями можно оценить по формуле, приведенной у Грановского (1952),

$$\tau_3 \approx (2\sqrt{\pi} \sigma_{\Gamma}^{5/2} n^2 \bar{v})^{-1}, \quad (5.65)$$

где σ_{Γ} – газокинетическое сечение атомной частицы, \bar{v} – их средняя скорость. Подстановка значений $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_{\Gamma} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, $\bar{v} \approx 10^4 \text{ см/с}$ дает оценку $\tau \approx 10^2$ лет, т.е. тройные столкновения происходят редко. Относительная скорость атомов и пылинки равна средней тепловой скорости в сопутствующей системе координат:

$$\langle v_{\text{отн}} \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (5.66)$$

Решая уравнение (5.62), получим

$$F(a, R) = \frac{1}{R^2 V \tau} \int_{R_0}^R n(R_i) R_i^2 \delta \left(a - \frac{K}{V} \int_{R_i}^R n \langle v_{\text{отн}} \rangle dR \right) dR_i. \quad (5.67)$$

Пусть $R_*(a)$ – корень уравнения

$$K \int_{R_*}^R n \langle v_{\text{отн}} \rangle dR = aV, \quad (5.68)$$

тогда

$$F(a, R) = \frac{R_*^2 \sigma(R_* - R_0)}{R^2 K \tau \langle v_{\text{отн}}(R_*) \rangle}, \quad (5.69)$$

где

$$\sigma(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0, \\ 0 & \text{при } x \leq 0 \end{cases} \quad (5.70)$$

– функция единичного скачка (функция Хевисайда).

Для всех пылинок

$$a < a_{\text{max}} = \frac{K}{V} \int_{R_0}^R n \langle v_{\text{отн}} \rangle dR. \quad (5.71)$$

Так как в выражение (5.68) входит функция $n(R)$, то уравнения (5.68) и (5.69) должны решаться совместно с уравнениями, описывающими пространственный ход плотности тугоплавкой компоненты, т.е. совместно с системой уравнений

$$\frac{d}{dr} (n_p V_p R^2) = -n_p R^2 / \tau_p \quad (5.72)$$

и

$$\frac{d(nVR^2)}{dR} = \frac{n_p R^2}{\tau_p} - \alpha \pi R^2 n \langle v_{\text{отн}} \rangle \int_0^{a_{\text{max}}(R)} a^2 F(a, R) da, \quad (5.73)$$

где n_p , τ_p , V_p – плотность, время жизни и скорость родительских молекул, распадающихся с образованием конденсирующегося газа, n , V – плотность и скорость дочерних молекул, $a_{\max}(R)$ – максимальное значение радиуса пылинки на расстоянии R от центра ядра. Уравнение (5.72) элементарно интегрируется:

$$n_p(R) = \frac{n_p(R_0) R_0^2}{R^2} \exp\left(\frac{R - R_0}{V_p \tau_p}\right). \quad (5.74)$$

Рассматривая (5.73) как линейное уравнение относительно $n(R)$, интегрируем его, получая

$$n(R) = n_p(R_0) R_0^2 R^{-2} V^{-1} \tau_p^{-1} \times \frac{\exp\left[-\frac{R - R_0}{V_p \tau_p}\right] - \exp\left[-\frac{(R - R_0) \alpha \pi \langle v_{\text{отн}} \rangle a_{\max}(R)}{V} \int_0^{a_{\max}(R)} a^2 F(a, R) da\right]}{\alpha \pi \frac{\langle v_{\text{отн}} \rangle a_{\max}(R)}{V} \int_0^{a_{\max}(R)} a^2 F(a, R) da - \frac{1}{V_p \tau_p}}. \quad (5.75)$$

Поскольку $F(a, R)$ и $a_{\max}(R)$ функционально зависят от $n(R)$, данное выражение представляет собой не решение (5.73), а интегральное уравнение. Если подставить $n(R)$ из (5.75) в (5.69) и (5.71), получим нелинейное интегральное уравнение относительно функции $F(a, R)$. Наоборот, подставив в (5.75) функцию $F(a, R)$, получим нелинейное интегральное уравнение относительно $n(R)$.

Аппроксимируем ход плотности и относительной скорости обратностепенными зависимостями:

$$n = n_0(R_0/R)^{\bar{m}}, \quad (5.76)$$

$$\langle v_{\text{отн}} \rangle = v_0(R_0/R)^{\bar{n}}. \quad (5.77)$$

Решая уравнение (5.68), имеем

$$\frac{R_*}{R} = \left[\frac{\bar{m} + \bar{n} - 1}{Kn_0 R_0 v_0} a + \left(\frac{R_0}{R}\right)^{\bar{m} + \bar{n} - 1} \right]^{\frac{-1}{\bar{m} + \bar{n} - 1}}, \quad (5.78)$$

где R_* – координата зарождения пылинки. Очевидно, максимальный радиус

$$a_{\max} = \frac{Kn_0 R_0 v_0}{\bar{m} + \bar{n} - 1} \left(1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{\bar{m} + \bar{n} - 1} \right) \quad (5.79)$$

имеют пылинки, зародившиеся у поверхности ядра (т.е. при $R_* = R_0$).

Подстановка (5.78) в (5.69) дает искомую функцию распределения

$$F(a, R) = \begin{cases} \frac{R_0^2}{R^2 K v_0 \tau} \left[\frac{(\bar{m} + \bar{n} - 1) V}{Kn_0 R_0 v_0} a + \left(\frac{R_0}{R}\right)^{\bar{m} + \bar{n} - 1} \right]^{-\frac{\bar{n} + 2}{\bar{m} + \bar{n} - 1}} \\ \text{при } a \leq a_{\max}, \\ 0 \text{ при } a > a_{\max}. \end{cases} \quad (5.80)$$

Асимптотически при $(R_0/R) \rightarrow 0$

$$F(a, R) \sim R^{-2} a^{-\frac{\bar{n}+2}{\bar{m}+\bar{n}-1}}. \quad (5.81)$$

В зоне, ограниченной неравенством

$$R_0 \ll R \ll V_p \tau_p, \quad (5.82)$$

где в пыль переходит еще незначительная часть конденсирующего газа, имеет место зависимость

$$n \sim R^{-1}, \quad (5.83)$$

которую нетрудно установить, положив $\alpha = R_0 = 0$ в (5.75) и разлагая в ряд экспоненту. При этом $\bar{m} = 1$, $\bar{n} = 2/3$, что соответствует адиабатическому расширению газового потока с охлаждением по закону $T \sim R^{-4/3}$. Таким образом, конденсация в адиабатически расширяющейся струе приводит к наблюдаемому закону распределения частиц по размерам.

Полученную оценку функции распределения можно улучшить, взяв распределение плотности конденсирующегося газа в виде

$$n(R) = n(R_0) R_0^2 R^{-2} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{V\tau_p}\right) \right) \quad (5.84)$$

и зависимость относительной скорости молекул в виде

$$\langle v_{\text{отн}} \rangle = v_0 (R_0/R)^{2/3}. \quad (5.85)$$

Подстановка (5.84) и (5.85) в (5.68) дает

$$\begin{aligned} a &= \alpha m n(R_0) R_0^{8/3} v_0 V^{-1} \rho_{\text{п}}^{-1} \int_{R_*}^R R^{-8/3} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{V\tau_p}\right) \right) dR = \\ &= \frac{\alpha m n(R_0) R_0^{8/3} v_0}{V \rho_{\text{п}}} \left[\frac{3}{5} (R_*^{-5/3} - R^{-5/3}) + \right. \\ &\left. + (V\tau_p)^{-5/3} \left(\Gamma\left(-\frac{5}{3}, \frac{R}{V\tau_p}\right) - \Gamma\left(-\frac{5}{3}, \frac{R_*}{V\tau_p}\right) \right) \right], \quad (5.86) \end{aligned}$$

где $\Gamma(a, x)$ – неполная гамма-функция. Пользуясь разложением $\Gamma(a, x)$ в ряд (см. Люк (1980), Янке и др. (1968)), имеем

$$a \approx \frac{3\alpha m n_0 v_0 R_0^{8/3}}{2\rho_{\text{п}} V^2 \tau_p} \left(R_*^{-2/3} - \frac{9}{5} (V\tau_p)^{-2/3} \right) \quad (5.87)$$

при $R \rightarrow \infty$ и $R_* < V\tau_p$. Асимптотическое разложение неполной гамма-функции при больших значениях второго аргумента показывает, что вклад членов, содержащих неполную гамма-функцию, пренебрежимо мал при больших значениях радиуса зарождения пылинки и, следовательно,

$$a = \frac{3\alpha m n_0 v_0 R_0^{8/3}}{5\rho_{\text{п}} V R_*^{5/3}} \quad (5.88)$$

при $R_* \gg V\tau_p$. Выберем в качестве примера систему параметров: $\alpha = 1$, $m = 3,8 \cdot 10^{-23}$ г(C₂), $n_0 \approx 10^{-12}$ см⁻³ (содержание родительских моле-

кул $C_2 - 5\%$), $\tau_p \approx 10^3$ с, $V \sim v_0 \approx 10^4$ см/с, $R_0 \approx 2 \cdot 10^5$ см, $\rho_{\Pi} \approx 2$ г/см³.
Выражение (5.87) при $R_* = R_0$ дает максимальный радиус пылинок

$$a_{\max} = \frac{3\alpha m n_0 v_0 R_0^2}{2\rho_{\Pi} V^2 \tau_p} \approx 10^{-7} \text{ см.} \quad (5.89)$$

Переход от (5.87) к (5.88) следует делать при значении радиуса

$$a = \frac{3\alpha m n_0 v_0 R_0}{5\rho_{\Pi} V} \left(\frac{R_0}{V\tau_p} \right)^{5/3} \approx 10^{-9} \text{ см.} \quad (5.90)$$

Поскольку это значение сравнимо с размером молекулы, можно сделать вывод, что рост пылинок практически завершается в области $R < V\tau_p$. Разрешив уравнение (5.87) относительно R_* , имеем

$$R_* = \left[\frac{2\rho_{\Pi} V^2 \tau_p a}{3\alpha m n_0 v_0 R_0^{8/3}} + \frac{9}{5(V\tau_p)^{2/3}} \right]^{-3/2} \quad (5.91)$$

Подстановка этого выражения в (5.69) дает искомую функцию распределения пылинок по радиусам

$$F(a, R) = \frac{3^4 \alpha^3 m^3 v_0 n_0^4 R_0^{10}}{2^4 \rho_{\Pi}^3 V^8 \tau_p^4 \tau (a^4 + a_*^4) R^2}, \quad (5.92)$$

где a_* — обозначение, смысл которого ясен из (5.91); поскольку $a_* \ll a$, соответствие метеорным данным не нарушено.

Обращает на себя внимание резкая зависимость числа пылинок от радиуса ядра кометы. Поскольку разброс радиусов ядер составляет три порядка, разброс темпов генерации пыли составляет 30 порядков (!). Как показывают оценки (5.89) и (5.90), в атмосфере средних комет пылинкам не удастся вырасти до радиусов, превышающих десятков атомных размеров, следовательно, присутствие пыли конденсационного или полимеризационного происхождения в атмосферах комет — явление, возможное только у комет с самыми большими радиусами ($r_{\text{я}} > 10$ км).

Между тем наблюдательные факты (аномальные хвосты, метеорные потоки) свидетельствуют о наличии в ядрах комет собственной пыли. Следовательно, если исключить экзотические случаи, пыль — исходное составляющее вещество кометных ядер, которое вошло в состав ядра на стадии его формирования.

§ 5.4. Вклад пыли в интегральный блеск кометы

По гипотезе Орлова, освещенность, созданная пылевой атмосферой на Земле, $E_{\Pi} \sim r_{\text{к}}^{-2}$.

Известно, что пылевые атмосферы комет — динамические образования, однако в кометной литературе приобрело популярность неверное соотношение

$$E_{\text{к}} (\Delta = 1) = \frac{E_{\Gamma 1}}{r_{\text{к}}^n} + \frac{E_{\Pi 1}}{r_{\text{к}}^2}, \quad (5.93)$$

где $E_{\text{к}}$ — освещенность, создаваемая кометой на Земле, $E_{\Gamma 1}$ и $E_{\Pi 1}$ — осве-

щенности, созданные на Земле газом и пылью при $r_{\text{к}} = \Delta = 1$ а.е. Это соотношение применяли Грушка и Ваньсек (1958), Маркович (1959, 1969), Секанина (1961), Ваньсек (1958, 1960), Всехсвятский и др. (1968).

Оценим вклад пыли в интегральный блеск кометы. Полный поток пыли в атмосферу кометы определяется интегралом

$$N_{\text{п}} V_{\text{п}} = 4\pi\alpha \int_{a_{\text{мин}}}^{a_{\text{кр}}} R^2 \frac{dR}{dt} F(a) da, \quad (5.94)$$

где $N_{\text{п}}$ и $V_{\text{п}}$ – плотность и скорость пылинок на границе ядра, α – доля активной поверхности кометного ядра, $F(a)$ – функция распределения по размерам замороженных в лед пылинок, dR/dt – скорость уменьшения радиуса ядра, определенная соотношением (4.82), $a_{\text{кр}}$ – критический радиус пылинки, определенный соотношением (4.78). Полное число пылинок и их гранулометрический состав в атмосфере кометы изменяются вдоль орбиты.

Для расчета суммарного блеска пыли (см. Шульман (1981а)) учтем, что сечение рассеяния света пылинкой есть $\pi a^2 Q_{\text{рас}}$, где $Q_{\text{рас}}$ – фактор эффективности для рассеяния.

Припишем пылевой атмосфере размер, численно равный расстоянию от ядра до точки поворота пылинки под действием солнечного давления, что эквивалентно приписыванию пылинкам конечного "времени жизни", равного пробегу до разворота, т.е.

$$\tau_{\text{п}} = V/g, \quad (5.95)$$

где V – скорость, до которой ускоряются пылинки газом,

$$g = \frac{3\pi R_{\odot}^2}{4a\rho_{\text{п}}r_{\text{к}}^2 c} \int_0^{\infty} I_{\lambda}^{\circ} Q_{\text{д}} d\lambda \quad (5.96)$$

– ускорение пылинки солнечным излучением, I_{λ}° – интенсивность солнечного излучения, $Q_{\text{д}}$ – фактор эффективности для давления. Для мелких частиц ($2\pi a \ll \lambda$) справедливо приближение

$$g = 12\pi^2 R_{\odot}^2 hc\rho_{\text{п}}^{-1} r_{\text{к}}^{-2} \left| \text{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \right| \times \\ \times \int_0^{\infty} \lambda^{-6} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT_{\odot}}\right) - 1 \right)^{-1} d\lambda. \quad (5.97)$$

Приравняв скорость расширения пылевой компоненты скорости течения газа, которая слабо зависит от гелиоцентрического расстояния, взяв приближенное значение фактора эффективности для рэлеевского рассеяния

$$Q_{\text{рас}} \approx \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \quad (5.98)$$

и угловую зависимость от фазового угла ϑ

$$\Phi(\vartheta) = (1 + \cos^2 \vartheta)/(4\pi), \quad (5.99)$$

имеем

$$E_{\Pi} = \frac{32\pi^4 \alpha r_{\text{я}}^2 n_{\text{п}} a_{\text{мин}}^3 \rho_{\text{п}} \Phi(\vartheta)}{9(1-f_{\text{в}}) \rho_{\text{я}} \Delta^2 hc} \left| \frac{1-m^2}{2+m^2} \right| \times \\ \times \frac{m_{\text{H}_2\text{O}} Z V (a_{\text{кр}}^3 - a_{\text{мин}}^3) \int_0^{\infty} V'_{\lambda} \lambda^{-4} I_{\lambda}^{\circ} d\lambda}{\left| \text{Im} \frac{1-m^2}{2+m^2} \right| \int_0^{\infty} \lambda^{-6} \left(\exp \frac{hc}{\lambda k T_{\odot}} \right)^{-1} d\lambda}, \quad (5.100)$$

где, согласно (4.78), при $n = 2$

$$a_{\text{кр}} = \frac{51 Z_1 m_{\text{H}_2\text{O}}}{64 G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}}^2 r_{\text{к}}^2} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m_{\text{H}_2\text{O}}}}. \quad (5.101)$$

В выражении (5.100) зависит от гелиоцентрического расстояния только удельная газопроизводительность Z , которая входит в (5.101) явно и неявно через $a_{\text{кр}}$. Учитывая связь между $E_{\Gamma 1}$ и Z , определенную выражениями (4.103) и (4.93), преобразуем (5.100), выразив явно светимость пыли через светимость кометы в полосах Свана:

$$E_{\Gamma} = E_{\Gamma 1} r_{\text{к}}^{-2} \Delta^{-2}. \quad (5.102)$$

Имеем

$$E_{\Pi} = C_1 E_{\Gamma}^4 \Delta^6 - C_2 E_{\Gamma}, \quad (5.103)$$

где C_1 и C_2 — не зависящие от $r_{\text{к}}$ и Δ коэффициенты, смысл которых ясен из (5.100). Комбинируя (5.102) с (5.103), получаем искомое выражение для вклада пылевой компоненты в интегральный блеск:

$$E_{\Pi} = \left(\frac{C_1 E_{\Gamma 1}^4}{r_{\text{к}}^8} - \frac{C_2 E_{\Gamma 1}}{r_{\text{к}}^2} \right) \frac{\Phi(\vartheta)}{\Delta^2}. \quad (5.104)$$

Оно справедливо для $r_{\text{к}}$, на которых $a_{\text{кр}} > a_{\text{мин}}$, т.е. до

$$r_{\text{к макс}} = \left(\frac{C_1}{C_2} E_{\Gamma 1}^3 \right)^{1/6} \quad (5.105)$$

При $r_{\text{к}} > r_{\text{к макс}}$ газовый поток настолько слаб, что пыль вообще не выносятся в атмосферу. Оценки показывают, что расстояние $r_{\text{к макс}}$ очень велико, так что во всех наблюдаемых кометах пыль может увлекаться газом. При этом чаще всего $a_{\text{кр}} \gg a_{\text{мин}}$, и вторым слагаемым в (5.104) можно пренебречь. Блеск ядра кометы определяется выражением

$$E_{\text{я}} = E_{\text{я1}} \varphi(\vartheta) r_{\text{к}}^{-2} \Delta^{-2}, \quad (5.106)$$

где $E_{\text{я1}}$ — освещенность, создаваемая на Земле твердым ядром при $\Delta = r_{\text{к}} = 1$ а.е. и $\vartheta = 0$, $\varphi(\vartheta)$ — фазовая функция ядра. Суммируя блеск ядра (5.106), блеск пылевой атмосферы (5.104) и блеск газовой атмосферы, получим суммарную светимость кометы

$$E_{\text{к}} \Delta^2 = \frac{C_1 E_{\Gamma 1}^4}{r_{\text{к}}^8} \Phi(\vartheta) + \frac{E_{\Gamma 1} (1 - C_2 \Phi(\vartheta))}{r_{\text{к}}^n} + \frac{E_{\text{я1}} \varphi(\vartheta)}{r_{\text{к}}^2} \quad (5.107)$$

Таблица 5.2

Сводка параметров кометной пыли

Свойство, характеристика	При конденсационном происхождении ядер комет	При планетарном происхождении вещества ядер
Механизм образования	конденсация в вакууме	дробление, терморастрескивание, эрозия
Химический состав	силикаты, тугоплавкие окислы, карбиды, углерод, металлы	тот же
Степень однородности	высокая	произвольна
Тип вещества	полупроводник	произволен
Размеры частиц	$10^{-7} - 10^{-5}$ см	$10^{-5} - 10^3$ см
Распределение по размерам	Парето	логнормальное
Форма и структура:		
а) мельчайших	дендрокристалл	микрообломок
б) средних	рыхлый агрегат несферической формы	обломок неправильной формы
в) крупнейших	приблизительно сферический рыхлый ком	камень, обломок скальной породы
Доля в общем составе ядра кометы	не более нескольких процентов	произвольна

Сравнивая это выражение с формулой Орлова (5.93), видим, что закон изменения интегрального блеска кометы с гелиоцентрическим расстоянием только внешне похож на закон Орлова. Квадратичная гипербола, которой ранее описывали вклад пыли, присутствует в (5.107), однако описывает вклад твердого ядра, который весьма мал на обычных гелиоцентрических расстояниях.

Вопреки распространенному мнению светимость пылевой составляющей убывает с гелиоцентрическим расстоянием не медленнее, а гораздо быстрее, чем светимость газовой. При удалении от Солнца фотометрический показатель пыли стремится к восьми. Если существуют ядра с пониженным содержанием примеси, порождающей радикал C_2 , то у таких комет фотометрический показатель будет определяться пылью. Не исключено, что по этой причине существует кластер $n = 8$ на g -диаграмме.

Убедимся теперь, что вклад пыли конденсационного происхождения в интегральную светимость кометы пренебрежимо мал. Действительно, подставляя распределение (5.92) в интеграл, определяющий суммарную светимость пыли конденсационного происхождения, имеем

$$E_{\text{пк}} = \pi R_{\odot}^2 S \Phi(\vartheta) R_{\oplus}^{-2} r_{\text{к}}^{-2} \Delta^{-2} \times \\ \times \int_0^{R_{\text{max}}} R^2 dR \int_0^{\infty} I_{\lambda}^{\odot} V'_{\lambda} d\lambda \int_0^{a_{\text{max}}} Q(\lambda, a) F(a, R) a^2 da, \quad (5.108)$$

где R_{\max} – размер пылевой атмосферы. По нашему выбору

$$R_{\max} = V^2/g = \frac{2kT}{\pi m} \left\{ \frac{12\pi^2 R_{\odot}^2 hc}{\rho_{\text{п}} r_{\text{к}}^2} \left| \operatorname{Im} \frac{1-m^2}{2+m^2} \right| \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-6} d\lambda}{\left(\frac{hc}{e^{\lambda k T_{\odot}}} - 1 \right)} \right\}^{-1} \quad (5.109)$$

После интегрирования в (5.108) с учетом (5.109) при $2\pi a \ll \lambda$ имеем

$$E_{\text{пк}} = \frac{C a_{\max}^3 R_{\max} Z^4}{\Delta^2 r_{\text{к}}^2 \tau_p^4 \tau v_0}, \quad (5.110)$$

где множитель C не зависит от гео- и гелиоцентрического расстояний. Принимая во внимание, что v_0 слабо зависит от гелиоцентрического расстояния, а также то, что

$$\tau \sim r_{\text{к}}^2, \tau_p \sim r_{\text{к}}^2, R_{\max} \sim r_{\text{к}}^2, a_{\max} \sim Z/\tau_p, \quad (5.111)$$

получаем пропорцию

$$E_{\text{пк}} \sim Z^5 \Delta^{-2} r_{\text{к}}^{-4} \sim \Delta^{-2} r_{\text{к}}^{-2}, \quad (5.112)$$

которая показывает, что атмосфера из конденсационной пыли – редчайшее явление, возможное только у крупнейших ядер и только на малых гелиоцентрических расстояниях.

В заключение приведем сводку ожидаемых характеристик кометной пыли при двух альтернативных гипотезах о происхождении комет (табл. 5.2).

СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ЯДРА

§ 6.1. Доводы в пользу неоднородности поверхности ядер комет

Сферически симметричное однородное ядро – всего лишь удобная идеализированная модель. На самом деле ядра комет несферичны, неоднородны и неоднородно нагреты. Это подтверждается существованием струйчатых излияний (потоков пыли), обращенных примерно к Солнцу. Разный темп испарения из различных участков ядра с необходимостью должен привести к неоднородности ядра по степени экранирования пылью. О неоднородности распределения пыли по глубине и по поверхности ядра свидетельствуют синхроны в хвостах второго типа. Концевые синхроны можно объяснить выходом на поверхность "пласта" кометного льда, обогащенного мелкой пылью, либо вскрытием локальной области повышенной запыленности. Синхроны, начинающиеся от ядра, еще в классическую эпоху были интерпретированы как локализованные во времени выбросы пылинок с широким спектром размеров.

Быстрые колебания интенсивности спектральных полос, которые наблюдал еще Конккой (1884) у кометы Понса–Брукса 1884I, можно объяснить изменением факторов возбуждения, либо повышением плотности родительского вещества.

Макроскопические неоднородности в ядре могли возникнуть на стадии конденсации протокометного вещества за счет турбулентности первичной туманности или по другим причинам: из-за соединения в одно ядро фрагментов, образовавшихся в различных зонах протосолнечной системы, вспышек жесткой радиации Протосолнца, вспышек космических лучей, модифицирующих в слое протокомет химический и, возможно, ядерный состав.

Неоднородная структура поверхности у любых ядер возникает в ходе эволюции при изменении соотношения ледяных и запыленных участков.

§ 6.2. Вращение ядер и его фотометрическое проявление

Тепловой режим ядра кометы рассмотрен в § 4.2 без учета вращения ядра. Влияние вращения ядра на его температуру впервые правильно рассмотрели Добровольский (1953б), Маркович (1957), Добровольский и Маркович (1972). Секанина (1967а,б, 1972) и Уиппл (1950а,б, 1980, 1981, 1982) главное внимание уделили расчету направления вектора негравитационной (реактивной) силы. Аналитическое решение задачи о тепловом режиме поверхности произвольно вращающегося ядра получил Шульман (1972а), который ввел представление о смене времен года и климатичес-

ких поясах на кометном ядре; к такому же представлению пришли Хупис и Мендис (1981), а также Вайсман и Кифер (1981).

Распределение температуры по поверхности кометного ядра описывается уравнениями (4.14) и (4.15). По-видимому, всегда можно пренебречь кондуктивным потоком энергии вдоль поверхности ядра если, разумеется, в окрестности тройной точки не включается сверхтеплопроводность. Рассмотрим вначале случай ядра, период осевого вращения которого сравним с периодом орбитального движения. Для такого ядра зенитное расстояние Солнца в любой точке ядра — медленно изменяющаяся величина. Поэтому на гелиоцентрическом расстоянии r_k температура в точке, отстоящей от подсолнечной на угол z , равна температуре в подсолнечной точке на гелиоцентрическом расстоянии $r_k/\sqrt{\cos z}$. Поэтому график на рис. 12 описывает распределение температуры по поверхности ядра, если она не запылена. Рис. 13 также можно использовать для анализа данного случая, изменяя для различных углов z масштаб по оси абсцисс.

Рассмотрим влияние распределения температуры по поверхности ядра на его полную и среднюю газопроизводительность. Пренебрегая в (4.14) радиационным и кондуктивным членами, а также теплосодержанием сублимата, имеем

$$Z(z) = Z_0(z=0) \cos z \approx \frac{q(1-A)}{Lr_k^2} \cos z, \quad (6.1)$$

где Z_0 — удельная газопроизводительность в подсолнечной точке. Отсюда средняя газопроизводительность

$$\bar{Z} = Z_0(4\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin z \cos z dz = Z_0/4. \quad (6.2)$$

Из (6.1) следует оценка распределения температуры по поверхности ядра,

$$T(z) \approx T_0 / [1 - (T_0/B) \ln \cos z], \quad (6.3)$$

которую можно улучшить, вычисляя итерации по формуле

$$T(z) = T_0 / \left(1 + \frac{T_0}{2T} \ln \frac{T_0}{T} - \frac{T_0}{B} \ln \cos z \right). \quad (6.4)$$

Ход температуры по поверхности ядра на различных гелиоцентрических расстояниях показан на рис. 23. Видно, что в окрестности подсолнечной точки ядро хорошо криостатировано сублимацией, температура практически постоянна и основное ее падение происходит в краевой зоне диска при $z > 80^\circ$.

Из-за спада температуры к краю диска разные участки ядра эволюционируют по-разному. Теорию однослойного экранирования (разд. 4.3) следует модифицировать, считая, что $a_{kp} \propto \cos z$.

Уменьшение радиуса ядра определится уравнением (4.82), в котором следует заменить Z_1 на $\bar{Z}_{10} \cos z$ и подставить $n = 2$. В процессе сублимации льда изменяется и форма ядра. Однако коэффициент экранирования льда пылью практически постоянен по всей поверхности, так как уменьшение темпа сублимации при удалении от подсолнечной точки компенси-

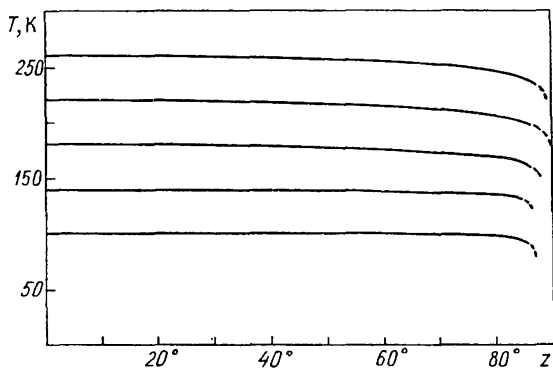


Рис. 23. Распределение температуры по поверхности ядра при медленном осевом вращении для различных температур в подсолнечной точке

руется уменьшением $a_{кр}$. Поэтому параметр \tilde{A} , определяющий согласно уравнению (4.137) скорость роста коэффициента экранирования, не зависит от угла z .

В выражении (4.138) для \tilde{B} для учета зонального эффекта Z_1 следует заменить на $Z_{10} \cos z$, так что некоторая зависимость от z остается. Но так как почти всюду $\tilde{A} \gg \tilde{B}$, все выкладки гл. 4 сохраняют свою силу и при учете неоднородности испарения по ядру, при этом от z зависит гранулометрический состав пылевого экранирующего слоя. Чем дальше от подсолнечной точки, тем из более мелких частиц этот слой состоит. Сохраняют силу все соображения гл. 4 о вековом ослаблении комет и развитые там методы определения радиуса ядра.

Реальные ядра вращаются вокруг собственной оси. Например, по Фаю и Вишневному (1976) период осевого вращения ядра кометы Д'Арре равен 5 ч 11 мин.

По аналогии с земным шаром введем на поверхности ядра кометы нуклеографические координаты. Нуклеографическую широту Φ будем считать от экватора, приписывая положительные значения северной широты, а нуклеографическую долготу Λ — от произвольно выбранного начального меридиана по часовой стрелке, если смотреть на ядро со стороны северного полюса P . Как и на Земле, считаем северным тот полюс, в который направлен вектор угловой скорости.

Спроектируем орбиту кометы на поверхность ее ядра. Она пересечет экватор ядра в точках осеннего и весеннего равноденствий. Весна в северном полушарии наступает при переходе Солнца через точку весеннего равноденствия Υ , при этом комета находится в противоположной точке своей орбиты — в точке осеннего равноденствия (рис. 24). Между единичными векторами $\vec{\Upsilon}$ (из центра ядра в точку весеннего равноденствия), $\vec{\pi}$ (направлен в северный полюс орбиты) и \vec{P} (направлен в северный полюс ядра) существует соотношение

$$\vec{P} \times \vec{\pi} = \vec{\Upsilon} \sin \epsilon, \quad (6.5)$$

где ϵ — угол наклона экватора ядра к плоскости орбиты.

Выразим $\cos z$ через нуклеографические координаты точки, орбитальные параметры и время. Направление падения солнечных лучей определяется

единичным вектором

$$\frac{\vec{r}_k}{r_k} = \cos(\varphi_k - \varphi_p) \vec{\Upsilon} + \sin(\varphi_k - \varphi_p) \vec{\pi} \times \vec{\Upsilon}, \quad (6.6)$$

где φ_p – истинная аномалия кометы в момент перехода ее через точку весеннего равноденствия, т.е. в момент начала весны в южном полушарии ядра. Единичный вектор нормали к поверхности ядра (предполагается сферической форма) в точке с нуклеографическими координатами Φ, Λ определяется выражением

$$\frac{\vec{r}}{r} = \cos \Phi \cos(l - \Lambda) \vec{\Upsilon} + \cos \Phi \sin(l - \Lambda) \vec{P} \times \vec{\Upsilon} + \sin \Phi \vec{P} \quad (6.7)$$

где l – угол поворота нулевого меридиана, отсчитываемый вдоль

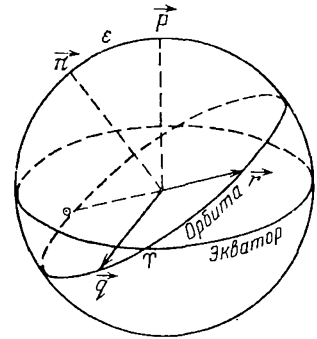


Рис. 24. Система нуклеографических координат и проекция Солнца на поверхность ядра

экватора в направлении вращения от точки Υ . Очевидно,

$$l = l_0 + \Omega(t - t_0), \quad (6.8)$$

где Ω – сидерическая угловая скорость ядра. Из (6.7) и (6.8) с учетом (6.6) получаем

$$\begin{aligned} \cos z = -(\vec{r}_k \cdot \vec{r}) / (r_k r) = & -\cos \Phi \cos(l - \Lambda) \cos(\varphi_k - \varphi_p) - \\ & - \cos \Phi \sin(l - \Lambda) \sin(\varphi_k - \varphi_p) \cos \epsilon - \sin \Phi \sin(\varphi_k - \varphi_p) \sin \epsilon. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Положим произвольную константу $l_0 = \pi$ и введем вспомогательные углы ψ и Ψ с помощью соотношений

$$\cos \psi = \sin(\varphi_k - \varphi_p) \sin \epsilon, \quad (6.10)$$

$$\cos \Psi = \frac{\cos(\varphi_k - \varphi_p)}{\sin \psi}, \quad (6.11)$$

$$\sin \Psi = \frac{\sin(\varphi_k - \varphi_p) \cos \epsilon}{\sin \psi}. \quad (6.12)$$

В этих обозначениях вместо (6.9) имеем

$$\cos z = \cos \Phi \sin \psi \cos [\Omega(t - t_0) - \Lambda + \Psi] - \sin \Phi \cos \psi. \quad (6.13)$$

Назовем угол

$$Y = \Omega(t - t_0) - \Lambda + \Psi \quad (6.14)$$

аргументом вращения ядра. На дневном полушарии ядра он, очевидно, удовлетворяет неравенству

$$\cos Y \geq \operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi, \quad (6.15)$$

причем знак равенства соответствует моментам восхода и захода Солнца. Таким образом, в момент восхода и захода

$$Y_{\text{зах}} = -Y_{\text{восх}} = \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi). \quad (6.16)$$

Легко видеть, что неравенство (6.15) не имеет решений при

$$\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi > 1, \quad (6.17)$$

т.е. при

$$\begin{aligned} \cos \Phi &> |\cos \psi|, \\ \sin \Phi \sin(\varphi_{\kappa} - \varphi_p) &> 0. \end{aligned} \quad (6.18)$$

Эти неравенства определяют область полярной ночи, где Солнце вообще не восходит. С другой стороны, неравенство (6.15) выполняется постоянно, при

$$\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi < -1, \quad (6.19)$$

т.е. при

$$\begin{aligned} \cos \Phi &> |\cos \psi|, \\ \sin \Phi \sin(\varphi_{\kappa} - \varphi_p) &< 0, \end{aligned}$$

что соответствует области полярного дня, т.е. незаходящего Солнца.

Разложим $\cos z$ в ряд Фурье по гармоникам осевой частоты, пренебрегая медленным изменением этой величины из-за орбитального движения кометы, а также малым различием между синодической и сидерической угловыми скоростями вращения ядра:

$$\cos z = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp(inY). \quad (6.21)$$

Коэффициенты разложения a_n равны

$$a_{-n}^* = a_n = \frac{1}{P_0} \int_0^{P_0} \cos z \cdot \exp(-inY) dt, \quad (6.22)$$

где звездочка означает комплексное сопряжение, а P_0 — период осевого вращения ядра. Интегрирование следует проводить с учетом неравенств (6.17) и (6.19), ограничивая там, где это требуется, область интегрирования. Имеем

$$a_n \equiv 0 \quad (6.23)$$

в области полярной ночи,

$$\begin{aligned} a_n = \frac{\cos \Phi \sin \psi}{2\pi} \left[\frac{\sin(n+1)\pi}{n+1} + \frac{\sin(n-1)\pi}{n-1} \right] - \\ - (\sin \Phi \cos \psi \sin n\pi) / n\pi, \end{aligned} \quad (6.24)$$

т.е.

$$a_0 = -\frac{1}{2} \sin \Phi \cos \psi, \quad (6.25)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \cos \Phi \sin \psi, \quad (6.26)$$

$$a_n = 0 \quad \text{при} \quad n \geq 2 \quad (6.27)$$

– в области полярного дня и

$$a_n = \frac{\cos \Phi \sin \psi}{2\pi} \left\{ \frac{\sin [(n+1) \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi)]}{n+1} + \frac{\sin [(n-1) \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi)]}{n-1} \right\} - \frac{\sin \Phi \cos \psi}{\pi} \frac{\sin [n \cdot \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi)]}{n} \quad (6.28)$$

– в остальной части ядра.

Пренебрежем горизонтальным переносом энергии, а также зависимостью теплопроводности льда от температуры. Уравнение переноса тепла приобретает простейшую форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \quad (6.29)$$

где x – вертикальная координата, отсчитываемая вглубь, κ – коэффициент температуропроводности. Решение этого уравнения имеет вид

$$T = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T_n \exp \left[-x \sqrt{\frac{n\Omega}{2\kappa}} + i \left(n\Omega t - x \sqrt{\frac{n\Omega}{2\kappa}} \right) \right], \quad (6.30)$$

где коэффициенты разложения T_n должны быть определены из граничного условия (4.15). Выбирая произвольную константу t_0 в (6.14) так, чтобы соблюдалось равенство $Y = \Omega t$, преобразуем (4.15) к виду

$$\begin{aligned} \frac{q(1-A)}{r_{\kappa}^2} \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n \exp(in\Omega t) = \\ = (1+i) \rho c \sqrt{\frac{k\Omega}{2}} \sum_{-\infty}^{+\infty} T_n \sqrt{n} \exp(in\Omega t) + F(T), \end{aligned} \quad (6.31)$$

где

$$F(T) = \epsilon \sigma_{\text{Б}} T^4 + (L + 2kT) \frac{\exp(A - B/T)}{\sqrt{2\pi mkT}} \quad (6.32)$$

– суммарная энергия, уносимая в единицу времени фотонами и сублиматом. Нелинейный характер функции (6.32) затрудняет получение аналитического решения задачи. Однако коэффициенты разложения температуры в ряд Фурье быстро убывают с номером гармоники, поэтому можно разложить функцию $F(T)$ в окрестности среднего по времени значения в ряд Маклорена

$$F(T) = F(T_0) + \left(\frac{dF}{dT} \right)_0 (T - T_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2F}{dT^2} \right)_0 (T - T_0)^2 + \dots \quad (6.33)$$

и пренебречь нелинейным взаимодействием гармоник, которое вводится начиная с квадратичного члена разложения (6.33). Как выяснится в дальнейшем, мала амплитуда даже первой гармоники, поэтому можно пренебречь различием между $F(T_0)$ и F_0 .

В принятом приближении для определения коэффициентов получим уравнения

$$\frac{q(1-A)}{r_{\kappa}^2} a_0 \approx F(T_0), \quad (6.34)$$

$$T_n \approx \frac{q(1-A) a_n}{r_{\kappa}^2} \left[(1+i) \rho c \sqrt{\frac{n \Omega \kappa}{2}} + \left(\frac{dF}{dT} \right)_0 \right]^{-1} \quad (6.35)$$

Видно, что высшие гармоники ослаблены сублимацией (член с $(dF/dT)_0$) и вращением и, кроме того, отстают по фазе от волны освещенности на угол

$$\Delta_n = \operatorname{arctg} \left[\left(1 + \frac{\left(\frac{dF}{dT} \right)_0 \sqrt{2}}{\rho c \sqrt{\Omega \kappa n}} \right)^{-1} \right], \quad (6.36)$$

который стремится к нулю при $\Omega \rightarrow 0$ и к $\pi/4$ при $\Omega \rightarrow \infty$.

Равновесная температура, определяемая уравнением (6.34), через коэффициент a_0 зависит от нуклеографических координат точки, местного времени и орбитальных параметров кометы. Из (6.24), (6.25) и (6.28) следует, что

$$a_0 = 0 \quad \text{при} \quad \operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi > 1, \quad (6.37)$$

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\sin(\psi + \Phi) \sin(\psi - \Phi)} - \sin \Phi \cos \psi \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi) \right]$$

$$\text{при} \quad |\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi| < 1 \quad (6.38)$$

и

$$a_0 = -\sin \Phi \cos \psi \quad \text{при} \quad \operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi < -1. \quad (6.39)$$

Соответствующие значения для амплитуды суточной волны a_1 имеют вид

$$a_1 = 0 \quad \text{при} \quad \operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi > 1, \quad (6.40)$$

$$a_1 = -\frac{\sin \Phi \cos \psi}{2\pi} \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{ctg}^2 \psi} + \frac{\cos \Phi \sin \psi}{2\pi} \arccos(\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi)$$

$$\text{при} \quad |\operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi| < 1 \quad (6.41)$$

и

$$a_1 = \frac{1}{2} \cos \Phi \sin \psi \quad \text{при} \quad \operatorname{tg} \Phi \operatorname{ctg} \psi < -1. \quad (6.42)$$

Оценим амплитуду суточной гармоники температуры. Дифференцируя (6.32), имеем

$$\frac{dF}{dT} = 4\epsilon\sigma_B T^3 + \frac{1}{T} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \left[1 + \frac{B}{T} \left(\frac{3}{2} + \frac{B}{T} \right) \right] \exp(A - B/T), \quad (6.43)$$

Рис. 25. Эффективность сублимационного криостатирования как функция температуры ядра

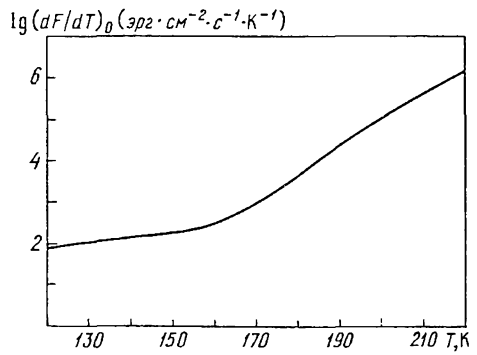


График этой функции для льда H_2O дан на рис. 25. Амплитуду n -й гармоники температуры можно выразить через a_0 , $F(T_0)$ и $(dF/dT)_0$. Имеем

$$|T_n| = \frac{a_n F(T_0)/a_0}{\left\{ \left[\left(\frac{dF}{dT} \right)_0 + \rho c \sqrt{\frac{n\Omega}{2}} \kappa \right]^2 + \frac{\rho^2 c^2 n^2 \Omega \kappa}{2} \right\}^{1/2}}. \quad (6.44)$$

Угловая скорость кометного ядра не может быть больше теоретического предела

$$\Omega_{lim} = \sqrt{\frac{4}{3} \pi G \rho_{я}}. \quad (6.45)$$

Плотность земного льда H_2O равна $\sim 0,9$ г/см³. Так как не исключена значительная пористость кометного льда, возможны значения $\rho_{я} \approx 0,1$ г/см³. Меньшие значения плотности ядра маловероятны, так как при этом кометные ядра окажутся слишком короткоживущими (см. § 4.6). Используя приведенные крайние значения плотности, получаем оценку

$$10^{-4} \text{ с}^{-1} < \Omega_{lim} < 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad (6.46)$$

что соответствует периодам осевого вращения от 3,5 до 11 часов. Результат Фая и Вишневого (1976) укладывается в этот интервал и может считаться прямым доказательством, что у кометы д'Арре $\rho_{я} > 0,4$ г/см³. Примем для оценки $\Omega = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho_{я} = 0,5$ г/см³. Для расчета температуропроводности

$$\kappa = K/(\rho c) \quad (6.47)$$

воспользуемся соотношениями (4.19), (4.20), (4.25) – (4.27) и рис. 11. Результаты расчета приводятся табл. 6.1, где во второй и третьей колонках даются величины $\sqrt{K\rho c} = \rho c \sqrt{\kappa}$ и dF/dT в единицах эрг/(см · с^{1/2} · К), далее $F(T)$ в единицах эрг/(см² · с), амплитуда первой гармоники температуры в точке, где $a_0 = a_1$ в кельвинах и фазовый сдвиг первой гармоники относительно подсолнечной точки на ядре.

Холодные участки ядра описываются первыми строками табл. 6.1, а тропические участки на малых гелиоцентрических расстояниях – последни-

Таблица 6.1

Тепловые параметры вращающегося ядра

T, K	$\sqrt{K_\rho C}$	dF/dT	$F(T)$	$T_1 a_0/a_1, \text{K}$	Δ_1
120	$0,972 \cdot 10^6$	78,38	2351	0,24	44,7°
130	$0,976 \cdot 10^6$	99,68	3239	0,33	44,6
140	$0,980 \cdot 10^6$	124,94	4358	0,44	44,5
150	$0,985 \cdot 10^6$	160,51	5768	0,58	44,3
160	$0,993 \cdot 10^6$	266,87	7775	0,77	43,9
170	$1,007 \cdot 10^6$	885,56	12640	1,18	41,6
180	$1,019 \cdot 10^6$	4520	34730	2,52	31,5
190	$1,026 \cdot 10^6$	$2,26 \cdot 10^4$	$1,482 \cdot 10^5$	4,82	13,6
200	$1,030 \cdot 10^6$	$9,88 \cdot 10^4$	$6,71 \cdot 10^5$	6,31	3,9
210	$1,036 \cdot 10^6$	$3,76 \cdot 10^5$	$2,77 \cdot 10^6$	7,22	1,09
220	$1,044 \cdot 10^6$	$1,26 \cdot 10^6$	$1,014 \cdot 10^7$	8,00	0

ми. Для первых строк характерно неравенство

$$\sqrt{K_\rho C \Omega/2} \gg \frac{dF}{dT}, \quad (6.48)$$

т.е. роль вращения в выравнивании температуры превышает роль сублимационного криостатирования. При этом полярная зона, а на далеких гелиоцентрических расстояниях — все ядро, практически изотермично. Слабая суточная температурная волна смещена по фазе на 45° , т.е. самое теплое время дня наступает в 15 часов местного времени. Факт сдвига фазы установлен еще Добровольским (1953а, б), однако следует подчеркнуть, что сильный поворот реактивной струи газа связан с ее малой интенсивностью, так как мощная сублимация стабилизирует распределение температуры относительно подсолнечной точки, при этом $\Delta \rightarrow 0$. Равенство влияния вращения и сублимации наступает при $T = 185 \text{ K}$, что примерно соответствует $r_k \approx 2 \text{ а.е.}$, при этом фазовый сдвиг максимума температуры достигает 22° .

Приведенный аппарат позволяет рассчитать распределение температуры для любой конкретной кометы с известными параметрами вращения и орбиты. Для иллюстрации рассмотрим случай, когда наиболее явно выражены сезонные эффекты, а именно: наклонность экватора кометы к орбите $\epsilon = 45^\circ$ и в момент наблюдения на ядре происходит летнее или зимнее солнцестояние.

В точке солнцестояния $\varphi_k - \varphi_p = \mp \pi/2$, следовательно,

$$\cos \psi = -\sin \epsilon, \quad \sin \psi = \cos \epsilon. \quad (6.49)$$

Для определенности выберем момент летнего солнцестояния в северном полушарии кометного ядра. Соотношения (6.37) — (6.41) приводятся к форме

$$a_0 = \sin \Phi \sin \epsilon, \quad (6.50)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \cos \Phi \cos \epsilon \quad (6.51)$$

в области полярного дня, т.е. в области нуклеографических широт

$$\frac{\pi}{2} - \epsilon < \Phi < \frac{\pi}{2}. \quad (6.52)$$

В области широт

$$\epsilon - \pi/2 < \Phi < \frac{\pi}{2} - \epsilon \quad (6.53)$$

имеем

$$a = (1/\pi) \cos \Phi \cos \epsilon \{ \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{tg}^2 \epsilon} + \operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg} \epsilon \arccos(-\operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg} \epsilon) \} \quad (6.54)$$

и

$$a_1 = (1/2\pi) \cos \Phi \cos \epsilon [\operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg} \epsilon \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{tg}^2 \epsilon} + \arccos(-\operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg} \epsilon)]. \quad (6.55)$$

В области полярной ночи оба коэффициента равны нулю.

Результаты расчета для наклонов экватора к плоскости орбиты 15° , 30° , 45° , 60° и 75° показаны на рис. 26, 27. При $\epsilon = 0^\circ$

$$a_0 = (1/\pi) \cos \Phi, \quad (6.56)$$

при $\epsilon = 90^\circ$

$$a_0 = \begin{cases} \sin \Phi & \text{при } \Phi > 0, \\ 0 & \text{при } \Phi < 0. \end{cases} \quad (6.57)$$

Наибольшая инсоляция в окрестности северного полюса имеет место практически при любых наклонах экватора к орбите, превышающих $\sim 20^\circ$,

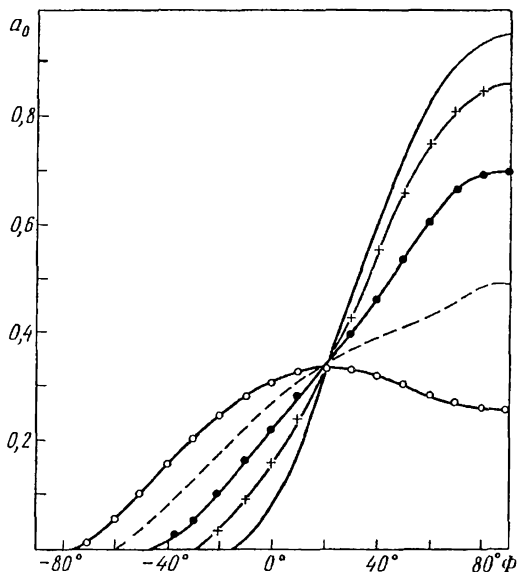


Рис. 26. Зависимость среднесуточной инсоляции от нуклеографической широты для $\epsilon = 15, 30, 45, 60$ и 75° (соответственно: светлые кружки, штриховая линия, черные кружки, крестики, сплошная линия)

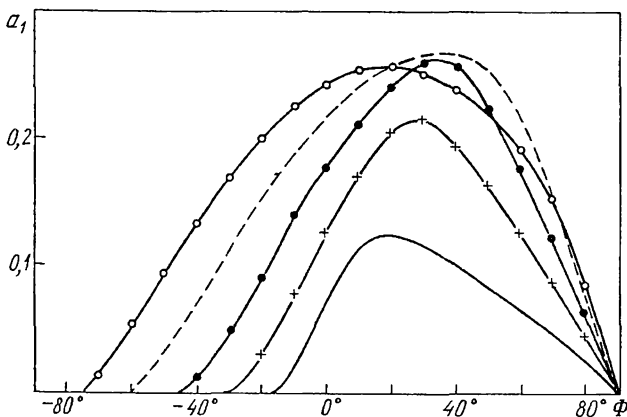


Рис. 27. Широтная зависимость суточной волны инсоляции. Обозначения те же, что и на рис. 26

следовательно, испарение вещества в данном случае происходит не из экваториальной области, а из области летнего полюса.

На рис. 27 показана широтная зависимость амплитуды суточной волны температуры. При $\epsilon = 0^\circ$

$$a_1 = (1/\pi) \cos \Phi, \quad (6.58)$$

при $\epsilon = 90^\circ$, очевидно, $a_1 = 0$. Максимум вариаций температуры смещен в умеренные широты. Как видно на рис. 28, отношение a_1/a_0 всегда меньше единицы, так что данные предпоследней колонки табл. 6.1 дают максимально возможные значения вариаций температуры. Суточные вариации, как правило, не превышают долей кельвина или нескольких кельвинов. Этот вывод качественно согласуется с численными результатами Вайсмана и Кифера (1981).

Обратим теперь внимание на ограничения примененного подхода. Мы предполагали, что среднесуточное значение температуры определяется среднесуточной инсоляцией и не зависит от предыстории ядра. Это предположение справедливо, если

$$\frac{q(1-A)\overline{\cos z}}{r_k^2} \gg |\overline{K \nabla T}|, \quad (6.59)$$

где черта сверху означает усреднение по периоду осевого вращения. Ясно, что неравенство (6.59) не может выполняться на всей поверхности ядра и никогда не выполняется в области полярной ночи и там, где величина инсоляции мала и амплитуда годичной волны температуры больше амплитуды суточной волны.

Примененный выше подход позволяет провести анализ и годичных вариаций температуры. Для этого усредним уравнение (6.29) и граничное условие (4.15) по периоду осевого вращения. Поскольку разложение (6.30) справедливо при любом значении частоты Ω , можно сохранить представление решения вида (6.30), интерпретируя его как разложение

по гармоникам осевой, а не орбитальной частоты, заменив частоту осевого вращения на частоту орбитального вращения ω .

Граничное условие (4.15) после усреднения по суточным вариациям примет вид

$$q(1 - A) a_0 r_k^{-2} = \overline{K \nabla T} |_{x=0} + F(T_0), \quad (6.60)$$

где $a_0(\epsilon, \varphi_k, \varphi_p, \Phi)$ – определенная выражениями (6.38) и (6.39) амплитуда нулевой суточной гармоники $\cos z$. Ввиду малости суточной вариации в (6.60) произведена приближенная замена $\overline{F(T)}$ на $F(T_0)$ с погрешностью

$$\overline{F(T)} - F(T_0) = \frac{1}{4} \left(\frac{dF}{dT} \right)_0 a_1^2 + \dots, \quad (6.61)$$

возникающей из-за нелинейного взаимодействия гармоник.

Уравнение (6.60) показывает, что температура в любой точке кометного ядра на расстоянии r_k от Солнца, равна температуре в подсолнечной точке "невращающегося" ядра, которое находится на эквивалентном гелиоцентрическом расстоянии

$$r_{\text{экв}} = \frac{r_k(\epsilon, \varphi_k, q)}{\sqrt{a_0(\epsilon, \varphi_k, \varphi_p, \Phi)}}. \quad (6.62)$$

Концепция эквивалентного гелиоцентрического расстояния позволяет автоматически перенести на случай произвольно вращающегося ядра результаты, полученные для подсолнечной точки ядра, постоянно ориентированной на Солнце.

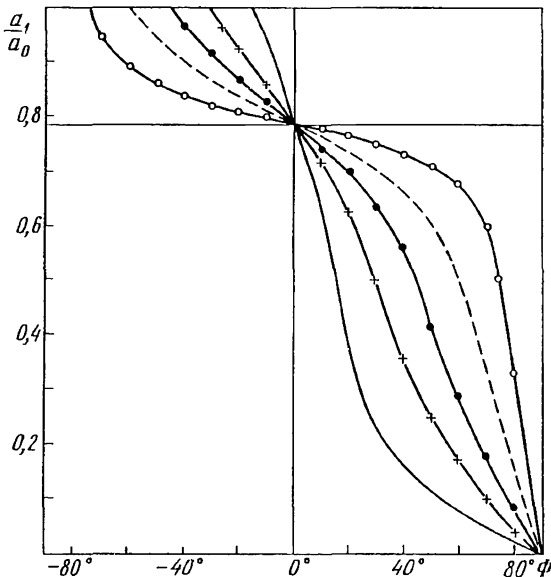


Рис. 28. Относительная суточная вариация инсоляции как функция нуклеографической широты. Обозначения те же, что и на рис. 26

Разложим (6.60) в ряд Фурье по аналогии с (6.61), но учитывая переменность r_{κ}^{-2} . Вместо (6.61) имеем

$$q(1-A) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n \exp(in\omega t) = (1+i)\rho C \sqrt{\frac{\kappa\omega}{2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{T}_n \sqrt{n} \exp(in\omega t) + F(T), \quad (6.63)$$

где b_n – коэффициенты разложения в ряд Фурье величины $r_{\text{экв}}^{-2}$:

$$b_{-n}^* = b_n = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{\exp(in\omega t)}{r_{\text{экв}}^2} dt. \quad (6.64)$$

К сожалению, здесь не удастся получить общее аналитическое решение, однако его важные свойства можно предсказать на основе уже полученных результатов. Поскольку для орбитального движения всегда

$$K_{\rho} C_{\omega} \ll \left(\frac{dF}{dT} \right)^2, \quad (6.65)$$

то теплопроводность успевает ликвидировать вертикальный градиент температуры, точнее, глубина проникновения годичной тепловой волны в недра ядра значительно больше, чем суточной. Поэтому

$$\tilde{T}_n \approx \frac{a_n}{a_0} F(T_0) \left(\frac{dF}{dT} \right)^{-1}_0 \quad (6.66)$$

для всех гармоник, для которых выполнено неравенство (6.65) если заменить в последнем ω на $n\omega$. В силу этого же неравенства фазовый сдвиг всех гармоник близок к нулю, годичная волна температуры повторяет по форме волну инсоляции. Для оценки эффекта пригодны данные табл. 6.1. Легко увидеть, что амплитуда годичных вариаций больше амплитуды суточных, причем чем ниже температура ядра, тем годичные колебания ее больше. При $T = 120$ К, годичные колебания температуры достигают 30 К, уменьшаясь до 8 К при $T = 220$ К.

С точностью до вариаций формы ядра среднесуточная инсоляция не зависит от его ориентации.

Коэффициент экранирования ядра пылью также не зависит от нуклеографических координат, поэтому осевое вращение сферически симметричных ядер комет не влияет на их интегральный блеск и никак не проявляется в данных интегральной фотометрии.

Вращение ядра кометы изменяет положение максимально нагретой точки и, следовательно, направление негравитационного возмущения, созданного струей сублимата. Направление возмущения испытывает периодические возмущения с периодами, кратными орбитальному. Особенно опасна вторая гармоника возмущения, так как при этом возможен параметрический резонанс.

§ 6.3. Тепловой баланс и испарение льда под пылевым слоем

Еще Уиппл представлял (см. гл. 1) ядро в виде смеси метеоритного вещества и льда. Маркович (1958, 1959, 1961) и Рийвес (1966) рассматривали более конкретный вариант ледяной модели: лед под поверхностно-дисперсным слоем. Подобную же модель рассмотрели Мендис и Брин (1977), к сожалению, не осведомленные о результатах работ советских авторов.

В упомянутых работах Маркович впервые установил ряд важных свойств двухслойных моделей. Он показал, что главную роль в тепловом балансе ядра играет сублимация, что движение газа сквозь пылевой слой происходит в режиме фильтрации, что рост пылевого слоя способен ослабить комету до практической невидимости.

По-видимому, Рийвес (1966) впервые отметил, что минеральный слой будет непрерывно сдуваться с поверхности льда. Однако модель Рийвеса основана на неверном предположении об абсолютной газопроницаемости пылевого слоя.

Мендис и Брин (1977) объясняют перигелийную асимметрию блеска кометы Когоутека 1973 f образованием на ледяной поверхности пылевого слоя толщиной в десятки сантиметров. При этом ошибочно принималось, что минеральная кора не препятствует оттоку продуктов сублимации.

Высказанные замечания — основание для пересмотра двухслойной модели ядра.

Поставленная задача описывается уравнениями (4.14) и граничным условием (4.15), в которых следует учесть несколько дополнительных условий. Первая особенность данной задачи — разрыв плотности, теплоемкости и теплопроводности на границе раздела лед—пыль. Претерпевает разрыв и поток энергии:

$$Q_M = Q_L + LZ_h, \quad (6.67)$$

здесь Q_M и Q_L — тепловые потоки в минеральном и ледяном слоях, L — энергия фазового перехода, Z_h — поток сублимата.

Поскольку время тепловой релаксации пылевого слоя

$$\tau_T = h^2/\kappa = h^2 \rho C/K \quad (6.68)$$

значительно меньше периода орбитального движения кометы, можно решать задачу в квазистационарном приближении. Уравнение (4.14) при этом элементарно интегрируется:

$$\vec{Q} = -K \vec{\nabla} T = \text{const}. \quad (6.69)$$

Для повторного интегрирования необходимо знать зависимость $K(T)$. Вопрос о теплопроводности поверхностно-дисперсного слоя кометных ядер рассматривался неоднократно. Уиппл (1950 а, б, 1978 б) считал, что основную роль играет лучистая теплопроводность в промежутках между пылинками. Маркович (1958) пришел к выводу, что основную роль играет теплопроводность газа в порах. Мендис и Брин (1977), напротив, считают, что газовой теплопроводностью можно пренебречь и полная теплопроводность пылевого слоя суммы состоит из контактной и радиационной:

$$K = K_{\text{конт}} + K_{\text{рад}} = K_{\text{конт}} + 4\beta a_{\text{мин}} \epsilon_M \sigma_B T_M^3, \quad (6.70)$$

где по Фаунтейну и Весту (1970) $K_{\text{конт}} \approx 60 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$, β — коэффициент пропорциональности между свободным пробегом фотона в пористом

слое и минимальным размером пылинки a_{\min} , ϵ_m — коэффициент излучения вещества пылинок, T_m — их температура.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. В пылевом слое над льдом градиенты плотности и температуры направлены в противоположные стороны. Как показано в термодинамике необратимых процессов (см., например, Гроот (1956)), два градиента порождают четыре процесса переноса. Поток молекул Z и поток тепла Q в линейном по градиентам приближении можно записать в виде

$$Z = -D \nabla n - D_T \nabla T, \quad (6.71)$$

$$Q = -K_D \nabla n - K_T \nabla T, \quad (6.72)$$

где D и D_T — коэффициенты обычной и термодиффузии, в правой части уравнения (6.72) первый член — термомеханический поток энергии наружу, вызванный градиентом плотности, K_D — коэффициент этого переноса; второй член — обычная газовая теплопроводность.

Для элементарной оценки коэффициентов переноса учтем, что в микрокапиллярах происходит кнудсеновское течение, и поток вещества можно записать в виде

$$Z = -\lambda \nabla \left(\frac{p}{\sqrt{2\pi m k T}} \right) = -\lambda n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{\nabla T}{2T} \right), \quad (6.73)$$

где λ — характерная длина переноса. Для совместимости с ранее введенным обозначением следует положить $\lambda = 2\beta a_{\min}$. Аналогично поток энергии запишем в виде

$$Q = -\lambda \nabla \left(\frac{3}{2} kT \frac{p}{\sqrt{2\pi m k T}} \right) = -\lambda \frac{3nkT}{2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{3\nabla T}{2T} \right). \quad (6.74)$$

Сопоставляя (6.71) с (6.73) и (6.72) с (6.74), находим все четыре коэффициента переноса. В частности, отношение коэффициентов газовой и лучистой теплопроводности получается в виде

$$\frac{K_T}{K_{\text{рад}}} = \frac{9}{8} \frac{nkT}{\epsilon_m \sigma_B T_m^4} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \quad (6.75)$$

и не зависит от длины переноса. Далее мы покажем, что с приближением кометы к Солнцу роль газовой теплопроводности увеличивается и она становится доминирующей. Противоположный вывод Брина и Мендиса обусловлен тем, что поток вещества рассчитывался, как при сублимации в вакуум, т.е. с заниженным значением плотности газа под минеральной корой. Поток тепла, обусловленный теплопроводностью газа в порах, перекрыт значительно более сильным потоком тепла наружу, созданным градиентом плотности. Практически всегда

$$|\nabla \ln n| \geq |\nabla \ln T|, \quad (6.76)$$

следовательно, газ в порах минерального слоя не нагревает лед, подводя к нему тепло извне, а охлаждает, отводя тепло наружу. Этот теплоотвод учтен в выражении (4.15).

Доминирование пылинок микронного и субмикронного размера в пылевом слое сокращает свободный пробег фотона настолько, что при

наличии контактов между пылинками главной становится контактная теплопроводность. Зависимость контактной теплопроводности порошков от температуры обсуждается в монографиях Каганера (1979) и Миснара (1968), где показано, что в конкретных условиях теплопроводность может и возрастать и убывать с температурой, а также оставаться приближенно постоянной в некотором интервале температур. Не располагая надежными данными о минеральном слое кометных ядер, примем простейшее предположение — будем считать теплопроводность статического минерального слоя не зависящей от температуры.

При постоянной теплопроводности уравнение (6.69) элементарно интегрируется. Учитывая, что в выражении (6.67) $Q_{\text{л}} \ll LZ_h$, приводим уравнения (4.15) и (6.67) к виду

$$q(1 - \alpha_{\text{м}})r_{\text{экв}}^{-2} = \epsilon_{\text{м}} \sigma T_{\text{м}}^4 + K(T_0 - T_h)/h + Q_{\text{sub}}, \quad (6.77)$$

$$K(T_0 - T_{\text{м}})/h = LZ_h, \quad (6.78)$$

где Q_{sub} — поток энергии сублимата, без энергии фазового перехода, индексы "0" и "h" относятся к величинам на поверхности ядра и на глубине h (на границе раздела лед—пыль), индексы "м" и "л" обозначают параметры минеральной и ледяной составляющей. Заданной величиной является $r_{\text{экв}}$. Искомыми величинами являются значения температур на внешней поверхности и внутренней поверхности минерального слоя, а также газопроницаемость ядра.

Для замыкания системы уравнений рассмотрим уравнение неразрывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = 0. \quad (6.79)$$

Фильтрацию газа сквозь слой пыли описывает уравнение Дарси

$$n\vec{v} = -f\nabla p, \quad (6.80)$$

которое охватывает сразу два процесса: диффузию газа наружу под действием градиента плотности и термодиффузию газа внутрь под действием градиента температуры. Пренебрегая термодиффузионным потоком, можно написать вместо (6.80)

$$n\vec{v} = -D\nabla n. \quad (6.81)$$

Оценим время диффузионной релаксации

$$\tau_D = h^2/D. \quad (6.82)$$

В соответствии с (6.73) можно написать

$$D \approx \beta a_{\text{min}} V_0, \quad (6.83)$$

где

$$V_0 = \sqrt{\frac{2kT_{\text{м}}}{\pi m}} \quad (6.84)$$

скорость, с которой молекулы покидают пылевой слой. Подстановка значений $\beta \approx 0,1$, $a_{\text{min}} \approx 10^{-5}$ см и $V_0 \approx 10^4$ см/с дает оценку времени диффузионной релаксации, позволяющую решать (6.79) также в квази-

стационарном приближении. Имеем

$$Z = n_h v_h = n_0 V_0 = D(n_h - n_0)/h. \quad (6.85)$$

Легко видеть, что при $a_{\min} \ll h$ получается простое соотношение между плотностью газа на глубине испарения и плотностью его у поверхности ядра:

$$n_0 \approx \beta a_{\min} n_h/h, \quad (6.86)$$

т.е. минеральная кора уменьшает плотность газа во столько раз, во сколько раз размер микропоры меньше толщины слоя.

Из соотношения (6.85) вытекает, что скорость течения газа на глубине сублимации во столько же раз меньше его скорости на минеральной поверхности ядра. Следовательно, газ на глубине h можно считать практически неподвижным и определять его плотность по изотерме сублимации, приравняв давление давлению насыщения. Таким образом, с помощью (4.31) получаем следующее выражение для газопроизводительности:

$$Z = \frac{\beta a_{\min}}{h} \sqrt{\frac{2kT_M}{\pi m}} \frac{\exp(A - B/T_L)}{kT_L}. \quad (6.87)$$

Сопоставляя выражения (6.87) и (6.78) имеем

$$K(T_M - T_L) = \frac{\beta a_{\min} B}{T_L} \sqrt{\frac{2kT_M}{\pi m}} \exp\left(A - \frac{B}{T_L}\right). \quad (6.88)$$

Это соотношение выражает фундаментальный факт: в установившемся режиме перепад температуры в минеральном слое не зависит от его толщины.

Разрешая уравнение (6.88) относительно T_M , имеем

$$T_M = (F + \sqrt{F^2 + T_L})^2, \quad (6.89)$$

где для краткости введено обозначение

$$F = \frac{\beta a_{\min}}{2kT_L} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} \exp\left(A - \frac{B}{T_L}\right). \quad (6.90)$$

Знак перед радикалом в (6.89) выбран по условию $T_M > T_L$. Зависимость T_M от T_L , рассчитанная для водяного пара ($m = 2,88 \cdot 10^{-23}$ г, $A = 31,08$, $B = 6120$ К), приведена на рис. 29.

При малых значениях T_L (т.е. больших эквивалентных гелиоцентрических расстояниях) разность $T_M - T_L$ весьма мала.

Подставив в (6.77) явное выражение для потока энергии сублимата, преобразуем его к виду

$$r_{\text{экв}}^{-2} = C' + D'/h, \quad (6.91)$$

где

$$C' = \frac{\epsilon_M \sigma_B T_M^4}{q(1 - \alpha_M)} \quad (6.92)$$

и

$$D' = \frac{K(T_M - T_L)}{q(1 - \alpha_M)} \left(1 + \frac{2T_M}{B}\right). \quad (6.93)$$

Рис. 29. Зависимость температуры льда под минеральным слоем от температуры на его внешней поверхности

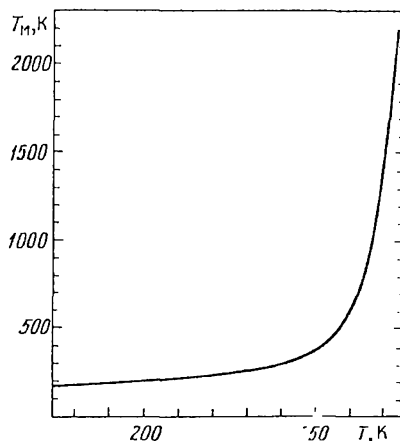
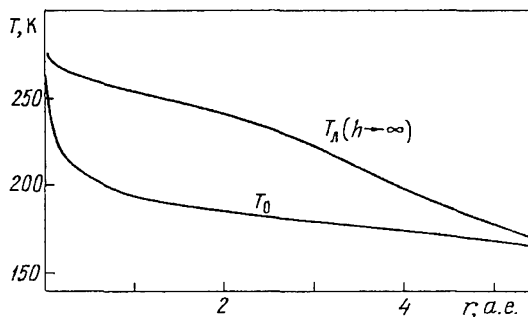


Рис. 30. Гелиоцентрическая зависимость температуры обнаженного и экранированного льдов



Задавшись величинами h и $r_{\text{экв}}$, методом обратной интерполяции находим $T_{\text{л}}$, а затем с помощью (6.90) и (6.89) находим $T_{\text{м}}$ и, наконец, газопроизводительность единицы поверхности.

Поскольку (6.87) справедливо только при $h \gg a_{\text{min}}$, делать предельный переход $h \rightarrow 0$ в (6.87) нельзя. Здесь не приводится более общее решение, справедливое при любых h . Оно может быть получено, если вместо приближения (6.86) пользоваться непосредственно (6.85). Как и следует ожидать, общее решение дает в пределе $h \rightarrow 0$ температуру обнаженного льда, рассчитанную в § 4.2.

На рис. 30 показан ход температуры поверхности льда при $h \rightarrow \infty$ с гелиоцентрическим расстоянием. Для сравнения там же показан гелиоцентрический ход температуры обнаженного льда, рассчитанный без учета кондуктивного потока энергии внутрь при альбедо поверхности льда $\alpha_{\text{л}} = 0,8$ и при его излучательной способности $\epsilon_{\text{л}} = 0,2$.

Сопоставляя ход температуры экранированного и обнаженного льда, видим, что температура льда под минеральной корой заметно выше, чем температура обнаженного льда на том же гелиоцентрическом расстоянии. Понижение температуры льда под минеральным слоем объясняется снижением эффективности его сублимационного охлаждения.

Несмотря на более высокую температуру льда, газопроизводительность экранированных участков ядра существенно меньше газопроизводитель-

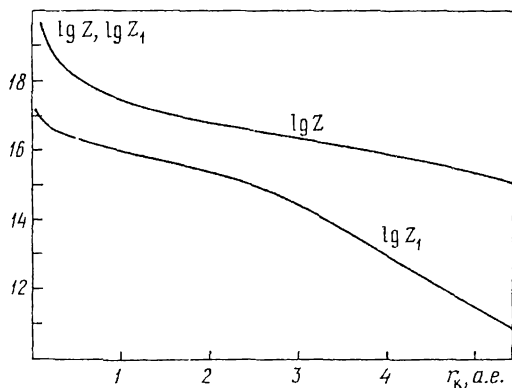


Рис. 31. Газопроизводительность обнаженного льда и льда, покрытого пылевым слоем толщиной один сантиметр

ности обнаженных. Это наглядно показано на рис. 31. Чем дальше от Солнца находится комета, тем эффективнее ослабляет поток газа пылевой слой.

Динамика ослабления блеска с ростом пылевого слоя показана на рис. 32, где изображена зависимость ослабления кометы

$$\Delta m = 2,5 \lg(hZ/Z_1) \quad (6.94)$$

от толщины пылевого слоя для двух гелиоцентрических расстояний: 1 и 3 а.е. Видно, что слой пыли толщиной 10 см ослабляет комету на 6–8 зв.вел. Следовательно, заэкранированные пылью участки ледяной поверхности практически не участвуют в создании атмосферы. Достаточно обнаженному льду занимать всего 1% поверхности ядра, чтобы он полностью определял фотометрические параметры кометы.

Для исследования механического равновесия пылевого слоя над ледяной поверхностью рассмотрим сначала соотношение между давлением газа под слоем и суммой гравитации и когезионных сил. Достаточное условие (как будет показано ниже, не необходимое) статического равновесия коры при учете только этих сил принимает форму неравенства

$$e^{A-B/T_{\Pi}} < \frac{4\pi}{3} G \rho_{\Pi} (1 - \Pi) \rho_{\Pi} h + \frac{3}{512} \frac{1 - \Pi}{\Pi} \frac{A_{\Pi}}{a^3}, \quad (6.95)$$

где ρ_{Π} – плотность вещества пылинок, Π – пористость, т.е. доля объема пылевой корки, занятая газом, G – гравитационная постоянная. Второй член в правой части (6.95) – когезионная прочность пылевого слоя (см. Бусройд (1975)), обусловленная ван-дер-ваальсовым взаимодействием между атомами поверхностных слоев пылинок. Типичное значение константы взаимодействия $A_{\Pi} \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ эрг. Экспериментальные значения плотности, когезионной прочности и пористости пыли в минеральном слое неизвестны. Для оценки примем следующие значения величин: $\Pi = 0,4$, $A_{\Pi} = 10^{-12}$ эрг, $a = 0,5 \cdot 10^{-5}$ см. На рис. 33 показана зависимость произведения $r_{\Pi} h \rho_{\Pi}$, при котором минеральная кора еще сохраняет статичность, от гелиоцентрического расстояния. Область существования статической минеральной коры лежит выше и правее кривой.

Рис. 33 наглядно демонстрирует основную трудность концепции статического минерального слоя. Прежде чем стать устойчивым, слой должен

расти от нулевой толщины, т.е. пройти область неустойчивых состояний. Это невозможно, если рост коры не происходит на значительных гелиоцентрических расстояниях. Например, при плотности пылинок $\rho_{\text{п}} = 5 \text{ г/см}^3$ статическая кора может образоваться и вырасти до любой толщины только на расстояниях $r_{\text{экв}} > 2,8 \text{ а.е.}$ Ядро радиусом в 20 км может обеспечить статичность слоя толщиной в 4 м на гелиоцентрическом расстоянии более 1,3 а.е., однако такой слой ослабляет комету на 10–12 зв.вел. Подобная комета была бы объектом $18^m - 19^m$ с быстрым собственным движением, весьма трудно поддающимся обнаружению. Ледяные объекты, полностью экранированные толстым пылевым слоем, не могут быть причислены к кометам.

Перигелийные расстояния многих комет меньше приведенного выше значения для устойчивого статического равновесия пылевого слоя. Широко распространено мнение, что на определенном гелиоцентрическом расстоянии пылевой слой сбрасывается, формируя пылевой хвост, лед обнажается, формируя развитую газовую атмосферу.

Добровольский и Ибадинов (1971) нашли диапазон толщин, в котором минеральный слой должен быть сброшен с поверхности ядра. Чтобы минеральная кора могла быть сброшена целиком, ее горизонтальная прочность на разрыв должна быть значительно больше силы сцепления с ледяным ядром. Однако более вероятно, что при нарушении статического равновесия в коре возникают разломы, каналы и трещины, сквозь которые удалится часть газа, понижая избыточное давление. Многочисленные эксперименты (см., например, описанные у Бусройда (1975), Гельперина и др. (1967), Соу (1971), Г. Уоллиса (1972), Нигматуллина (1978), Розенбаума и Тодеса (1980), Боттерилла (1980), а также в книге под редакцией Дэвидсона и Харрисона (1974)) и др.) показывают, что при малых давлениях газа под слоем происходит обычная фильтрация газа сквозь слой. С повышением давления (и скорости продува) наступает момент,

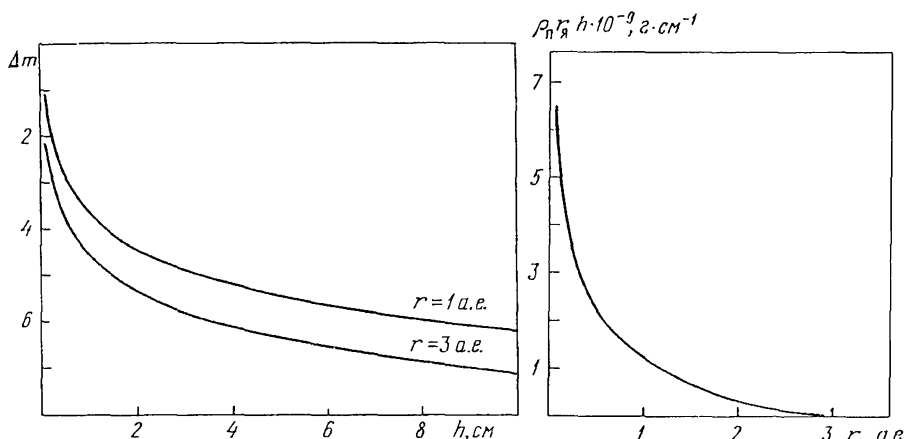


Рис. 32. Ослабление блеска кометы вследствие экранирования ядра пылью как функция толщины пылевого слоя

Рис. 33. Гелиоцентрическая зависимость толщины пылевого слоя, удерживаемого в равновесии на поверхности ядра только силами гравитации и адгезии

когда газодинамические силы уравнивают гравитацию. При этом слой пыли становится текучим, как жидкость, и называется поэтому псевдоожженным слоем.

§ 6.4. Псевдоожжение пылевого слоя. Субкритический режим

На возможность псевдоожжения в кометах автор впервые обратил внимание на V Всесоюзной конференции по физике комет (Киев, 6 – 9 октября 1969 г.), отчет о которой опубликовали Рубо и Чурюмов (1970). Первой публикацией по данному вопросу следует, по-видимому, считать статью автора (1972б). Дальнейшая разработка идеи опубликована Шульманом (1981а, 1982б). Брин (1980) независимо от нас также пришел к идее псевдоожжения.

Переход пылевого слоя из статического в псевдоожженное состояние удобно проследить, рассматривая зависимость перепада давления между границами пылевого слоя и расходом газа сквозь слой (рис. 34). При

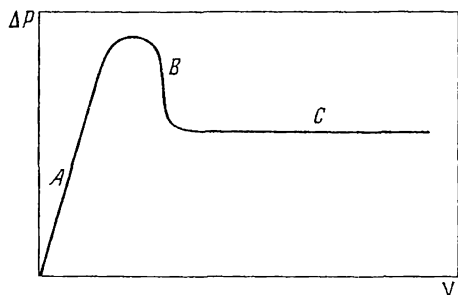


Рис. 34. Зависимость перепада давления газа между границами пылевого слоя и скоростью течения газа сквозь слой при возникновении и развитии псевдоожжения

малых значениях потока газа она линейна (участок А). Это – режим фильтрации газа сквозь статический слой.

При дальнейшем повышении расхода газа (участок В на рис. 34) перепад давления не растет, а убывает из-за разбухания слоя и уменьшения его газодинамического сопротивления. С повышением расхода газа разбухание слоя прекращается, устанавливается насыщенность слоя газом и постоянный перепад давления, не изменяющийся в процессе дальнейшего усиления продува. Эта область значений расхода продувающего газа (участок С) называется областью спокойного псевдоожжения и характеризуется тем, что пылевой слой находится в режиме устойчивого саморегулирования.

В состоянии псевдоожжения поверхность пылевого слоя приобретает изостатическую форму (подобно земным водоемам), в "псевдожидкости" тонут тяжелые и всплывают легкие тела (см. Розенбаум и Тодес (1980)).

В области спокойного псевдоожжения возможен режим барботажа пузырей газа сквозь слой, а также фонтанирование, т.е. образование сквозных каналов с фонтанным выбросом из них пыли. При дальнейшем повышении расхода газа сила газодинамического увлечения становится больше веса отдельной частицы, а не всего слоя, как на участке В рис. 34. С этого момента начинается интенсивный унос пыли. При еще больших расходах

псевдоожигение прекращается — начинается область течения газопылевой смеси, которую в технике иногда называют режимом пневмотранспорта.

При псевдоожигении стационарные контакты между твердыми частицами исчезают, возникая лишь кратковременно в процессе столкновений частиц, увеличивается свободный пробег фотона в межчастичном промежутке. Поэтому главную роль играет не контактная, а лучистая теплопроводность.

Сложность детального газодинамического описания псевдоожигенных систем подробно описана Нигматуллиным (1978). В технических приложениях часто пользуются эмпирическими и полуэмпирическими соотношениями, основанными на экспериментальных данных, полученных в условиях земной лаборатории и отличающихся от тех, которые можно ожидать в ядрах комет. Описывая псевдоожигение поверхностного слоя кометных ядер, мы неизбежно вынуждены ввести в постановку задачи ряд упрощений.

Псевдоожигенный слой полностью описывается уравнениями переноса тепла и вещества и уравнением гидростатического равновесия. Предполагается, что все уравнения усреднены по временным пульсациям и пространственным структурным неоднородностям, описывая стационарную и гладкую в среднем картину.

Поверхностный пылевой слой характеризуется плотностью потока вещества Z , плотностью потока энергии (тепла) Q и плотностью вещества в статическом состоянии ρ_0 . Единственной координатой является глубина, отсчитываемая от внешней поверхности пылевого слоя в глубь ядра.

Специфику псевдоожигения учитывает коэффициент линейного расширения пылевого слоя μ , указывающий, во сколько раз увеличились средние расстояния между пылевыми частицами в слое. При этом плотность вещества в псевдоожигенном состоянии уменьшается, а объем увеличивается в μ^3 раз. На величину μ налагаются очевидные ограничения. Во-первых, $\mu \geq 1$, во-вторых, μ не может быть значительно больше единицы для нашего способа описания псевдоожигенного слоя. При $\mu \gg 1$ получается не псевдоожигенный слой, а пневмотранспорт пыли, для которого уравнения данного раздела непригодны.

Поскольку в псевдоожигенном состоянии главную роль играет лучистая теплопроводность, с учетом разбухания слоя можно написать для коэффициента теплопроводности выражение

$$K = 4\mu\beta a_{\min} \epsilon_M \sigma_B T^3. \quad (6.96)$$

Коэффициент диффузии газа сквозь слой с учетом разбухания запишется в виде

$$D = \mu\beta a_{\min} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \quad (6.97)$$

Уравнение переноса тепла примет вид

$$\mu T^3 \frac{dT}{dx} = - \frac{Q}{4\epsilon_M \beta a_{\min} \sigma_B}, \quad (6.98)$$

а уравнение диффузии газа сквозь слой —

$$\mu \sqrt{T} \frac{dN}{dx} = \frac{Z}{\beta a_{\min}} \sqrt{\frac{\pi m}{2k}}. \quad (6.99)$$

Условие теплового баланса на внешней поверхности слоя имеет вид

$$q(1 - \alpha_M) r_{\text{экв}}^{-2} = \epsilon_M \sigma_B T_M^4 + Z(L + 2kT_M). \quad (6.100)$$

Оно похоже по форме на граничное условие для сублимирующей ледяной поверхности (4.15), но отличается по физическому смыслу. Отсутствие в (6.100), в отличие от (4.15), кондуктивного члена не означает, что мы пренебрегли кондуктивным потоком внутрь. Как раз наоборот, условие (6.100) точно учитывает кондуктивный поток и то обстоятельство, что на внутренней поверхности пылевого слоя

$$Q = ZL. \quad (6.101)$$

Кроме того, так как на границе раздела пыль—лед скорость течения газа мала, плотность можно приравнять плотности насыщения при температуре поверхности льда:

$$N_h = \exp(A - B/T_h)/(kT_h). \quad (6.102)$$

Для замыкания системы уравнений необходимо условие механического равновесия. Сила увлечения пылинки газом внутри псевдооживленного слоя равна

$$F = \int_0^\pi 2\pi a^3 \nabla P \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{4}{3} \pi a^3 \nabla P, \quad (6.103)$$

и искомое условие механического равновесия принимает вид

$$\nabla P = k \left(T \frac{dN}{dx} + N \frac{dT}{dx} \right) = \frac{4}{3} \pi G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}}. \quad (6.104)$$

Последнее, замыкающее уравнение выражает зависимость от плотности и температуры газа на внешней поверхности слоя удельного потока газа сквозь слой:

$$Z = N_0 \sqrt{\frac{2kT_M}{\pi m}}. \quad (6.105)$$

Уравнения (6.98) – (6.102), (6.104) и (6.105) позволяют при заданных значениях толщины слоя h , эквивалентного гелиоцентрического расстояния $r_{\text{экв}}$ найти величины T_M , T_L , N_h , N_0 , Z , Q и определить ход температуры, плотности и параметра расширения μ внутри слоя. Последняя функция особенно важна, так как позволяет отсеять нефизические решения, если получится $\mu \gg 1$. С другой стороны, если окажется в некоторой части слоя $\mu < 1$, то псевдооживление на данных глубинах отсутствует и возникает проблема сшивки решений для статической и псевдооживленной части слоя.

Представим себе слой, который находится на пороге псевдооживления, $\mu \approx 1$. Этот случай интересен тем, что исходные уравнения допускают точное аналитическое интегрирование, а также тем, что полученное решение можно использовать для анализа частично оживленных слоев. Назовем это состояние пылевого слоя субкритическим.

Интегрируя уравнение (6.98), имеем при $\mu = 1$

$$T^4 = T_M^4 - Qx/(\epsilon_M \beta a_{\text{min}} \sigma_B), \quad (6.106)$$

откуда получаем связь между температурами на внешней и внутренней поверхностях пылевого слоя:

$$T_{\text{л}} = T_{\text{м}} \left(1 - \frac{Qh}{\epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} T_{\text{м}}^4} \right). \quad (6.107)$$

Интегрируя уравнение диффузии (6.99) с учетом (6.105) и (6.106), получаем

$$N(x) - N_0 = \frac{8}{7} N_0 \frac{\epsilon_{\text{м}} \sigma_{\text{Б}} T_{\text{м}}^4}{Q} \left[1 - \left(1 - \frac{Qx}{\epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} T_{\text{м}}^4} \right)^{7/8} \right]. \quad (6.108)$$

Из соотношения (6.107) следует выражение для теплового потока

$$Q = \epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} (T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4)/h. \quad (6.109)$$

Воспользовавшись этим выражением и (6.108), получим выражение для потока вещества

$$Z = \epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} (T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4)/(hL), \quad (6.110)$$

плотности газа у внешней поверхности пылевого слоя

$$N_0 = \epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} \sqrt{\frac{\pi m}{2 k T_{\text{м}}}} \frac{T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4}{hL} \quad (6.111)$$

и под пылевым слоем

$$N_h = N_0 \left\{ 1 + \frac{8}{7} \cdot \frac{h}{\beta a_{\text{мин}}} \cdot \frac{T_{\text{м}}^4}{(T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4)} \left[1 - \left(\frac{T_{\text{л}}}{T_{\text{м}}} \right)^{7/2} \right] \right\}. \quad (6.112)$$

Задача сводится к системе двух нелинейных уравнений относительно температуры на обеих границах слоя. Одно из этих уравнений получается из условия энергетического баланса на внешней границе (6.100) и имеет вид

$$\frac{q(1-\alpha_{\text{м}})}{r_{\text{ЭКВ}}^2} = \epsilon_{\text{м}} \sigma_{\text{Б}} T_{\text{м}}^4 + \sigma_{\text{Б}} \epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} (L + 2 k T_{\text{м}}) \frac{T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4}{hL}, \quad (6.113)$$

второе следует из (6.102), (6.111) и (6.112) и имеет вид

$$\begin{aligned} & \exp(A - B/T_{\text{л}})/(kT_{\text{л}}) = \\ & = \epsilon_{\text{м}} \beta a_{\text{мин}} \sigma_{\text{Б}} \sqrt{\frac{\pi m}{2 k}} \cdot \frac{(T_{\text{м}}^4 - T_{\text{л}}^4)}{hL} \left\{ 1 + \frac{8h}{7 \beta a_{\text{мин}}} \frac{1 - \left(\frac{T_{\text{л}}}{T_{\text{м}}} \right)^{7/2}}{1 - \left(\frac{T_{\text{л}}}{T_{\text{м}}} \right)^4} \right\}. \quad (6.114) \end{aligned}$$

Порядок расчета модели пылевого слоя в субкритическом состоянии следующий. Сначала решаем систему (6.113) и (6.114), определяя при заданных h и $r_{\text{ЭКВ}}$ оба значения температуры $T_{\text{м}}$ и $T_{\text{л}}$. Затем с помощью

(6.109) – (6.112) находим остальные параметры слоя. Заметим, что мы не накладывали никаких ограничений на толщину слоя h .

Методика расчета резко упрощается, если перейти к приближению $h \gg a_{\min}$, которое уже использовалось в предыдущем разделе. Вместо (6.114) получим с учетом $a_{\min}/h \rightarrow 0$

$$T_M = T_L \left(1 + \frac{7}{8} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} \frac{B}{\epsilon_M \sigma_B T_L^{7/2}} \exp\left(A - \frac{B}{T_L}\right) \right)^{2/7} \quad (6.115)$$

В том же приближении можно отбросить второй член в правой части (6.113), т.е. пренебречь тепловым потоком в глубь ядра по сравнению с радиационными потерями. Получается приближенное выражение

$$r_{\text{ЭКВ}} \approx \frac{1}{T_M^2} \sqrt{\frac{q(1 - \alpha_M)}{\epsilon_M \sigma_B}}. \quad (6.116)$$

В принятом приближении (назовем его приближением толстого слоя),

Таблица 6.2

Физические параметры пылевого слоя в субкритическом состоянии

$r_{\text{ЭКВ}}$, а.е.	T_L	T_M	$\lg(Zh)$	$T_{0.Л}$	$\lg Z_{0.Л}$
0,108	229	1204,9	15,12	227,1	19,42
0,115	228	1166,8	15,06	226,0	19,36
0,131	226	1093,2	14,94	223,8	19,25
0,150	224	1023,1	14,83	221,6	19,14
0,171	222	956,4	14,72	219,5	19,02
0,196	220	892,2	14,60	217,3	18,90
0,226	218	832,7	14,48	215,1	18,78
0,260	216	775,7	14,35	213,0	18,66
0,301	214	721,6	14,22	210,8	18,53
0,348	212	670,6	14,10	208,6	18,40
0,404	210	622,4	13,97	206,5	18,27
0,470	208	577,1	13,83	204,3	18,14
0,548	206	534,5	13,70	202,2	18,00
0,640	204	494,6	13,56	200,1	17,86
0,749	202	457,3	13,42	198,0	17,72
0,877	200	422,6	13,28	195,9	17,58
0,949	199	406,2	13,20	194,8	17,57
1,027	198	390,4	13,13	193,7	17,44
1,203	196	360,7	12,97	191,7	17,30
1,408	194	333,5	12,83	189,6	17,15
1,64	192	308,7	12,68	186,6	16,82
1,91	190	286,2	12,53	185,6	16,84
2,21	188	266,3	12,37	183,6	16,69
2,53	186	248,6	12,21	181,7	16,54
2,88	184	233,2	12,05	179,7	16,38
3,23	182	220,0	11,89	177,9	16,23
3,59	180	208,8	11,73	176,0	16,08
4,41	175	188,3	11,30	168,0	15,37

как и в случае статического слоя с контактной теплопроводностью, перепад температуры между границами не зависит от толщины слоя.

Результаты расчета конкретной модели приведены в табл. 6.2. Таблица рассчитана при значениях $\epsilon_M = 0,93$ (как у Луны), $\alpha_M = 0,07$, $\beta a_{\min} = 10^{-5}$ см и принятых в настоящей работе констант испарения для воды. Для сравнения приведены температура $T_{0.л.}$ и газопроизводительность $Z_{0.л.}$ на том же эквивалентном r . Z — газопроизводительность ядра при толщине минерального слоя $h_{см}$.

§ 6.5. Частичное псевдооживление

Для решения исходной системы уравнений при произвольном μ разделим почленно уравнение (6.98) на уравнение (6.99). Получится уравнение, которое элементарно интегрируется:

$$T^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M\sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N = T_L^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M\sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h = \text{const.} \quad (6.117)$$

Это равенство одинаково справедливо и для статического, и для псевдооживленного состояния. Применив это соотношение к внешней поверхности ядра, получим выражение

$$T_M^{7/2} - T_L^{7/2} = \frac{7L}{8\epsilon_M\sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} (N_h - N_0). \quad (6.118)$$

В приближении толстого слоя $N_h \gg N_0$, поэтому с учетом соотношения (6.102) получится по-прежнему (6.115) — однозначное соотношение между T_L и T_M , не зависящее от толщины и состояния слоя. Для определения величины температуры на внешней поверхности слоя сохраняет силу выражение (6.116), и, следовательно, верны приведенные в табл. 6.1 значения $T_M(r_{экр.})$ и $T_L(r_{экр.})$.

Поскольку плотность газа — существенно положительная величина, из (6.117) следует справедливое и для статических, и для псевдооживленных слоев ограничение температуры

$$T < \left(T_L^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M\sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right)^{2/7} \quad (6.119)$$

Соотношение (6.118) совместно с исходными уравнениями (6.98) и (6.99) позволяет преобразовать условие механического равновесия (6.104) к виду, связывающему параметр μ с температурой:

$$\begin{aligned} \mu = & \frac{27}{28} \pi Z \sqrt{\frac{km}{2\pi}} (\beta a_{\min} G \rho_{я} \rho_{п} r_{я})^{-1} \times \\ & \times \left[T^{7/2} - \frac{2}{9} \left(T_L^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M\sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right) \right] T^{-3}. \end{aligned} \quad (6.120)$$

Подстановка этого выражения в уравнение (6.98) и последующее интегрирование дают ход температуры в слое с глубиной. Имеем

$$T^{9/2} - T \left(T_{\text{л}}^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right) = -\frac{7}{6} \sqrt{\frac{2\pi}{km}} \frac{L\pi}{\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}} G\rho_{\text{я}}\rho_{\text{п}}r_{\text{я}}x, \quad (6.121)$$

откуда получается толщина псевдооживленного слоя

$$h = 3 \exp(A - B/T_{\text{л}}) (4\pi G\rho_{\text{я}}\rho_{\text{п}}r_{\text{я}})^{-1}, \quad (6.122)$$

которая не является его собственной инвариантной характеристикой и поэтому не может служить в качестве исходной заданной величины. Подходящим инвариантом является толщина того же слоя в статическом состоянии h_0 , которая определяется выражением

$$h_0 = \int_0^h \mu^{-3} dx. \quad (6.123)$$

Выполняя интегрирование, целесообразно вместо глубины x принять в качестве переменной интегрирования температуру T . Имеем

$$h_0 = \frac{7^2 \cdot 4^3}{3^6} \cdot 2\pi\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}(kmL)^{-1} (\beta a_{\text{мин}}/Z)^3 (G\rho_{\text{я}}\rho_{\text{п}}r_{\text{я}})^2 \times \\ \times \int_{T_{\text{л}}}^{T_{\text{м}}} \frac{T^9 dT}{T^{7/2} - \frac{2}{9} \left(T_{\text{л}}^{7/2} - \frac{7L}{8\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right)}. \quad (6.124)$$

Интеграл в последнем выражении легко вычисляется в элементарных функциях. Обозначая для краткости

$$T_0 = \left(\frac{2}{9} \right)^{2/7} \left(T_{\text{л}}^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right)^{2/7}, \quad (6.125)$$

введем безразмерную переменную интегрирования θ с помощью соотношения

$$T = T_0 \theta^2 \quad (6.126)$$

и безразмерные пределы интегрирования: верхний

$$\theta_{\text{м}} = \theta_{\text{л}} \sqrt{\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{л}}}} = \sqrt{\frac{T_{\text{м}}}{T_0}} \quad (6.127)$$

и нижний

$$\theta_{\text{л}} = \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{л}}}} = \left(\frac{9}{2} \right)^{1/7} \left(T_{\text{л}}^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_{\text{м}}\sigma_{\text{Б}}} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_h \right)^{-1/2} \sqrt{T_{\text{л}}}. \quad (6.128)$$

В этих обозначениях из (6.124) имеем

$$Z = 7^{2/3} \cdot 2^{4/21} \cdot 3^{-22/7} \pi^{1/3} (\beta a_{\min} T_0 / h_0^{1/3}) \times \\ \times (\epsilon_M \sigma_B / (kmL))^{1/3} (G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}})^{2/3} [\varphi(\theta_M) - \varphi(\theta_{\text{п}})]^{1/3}, \quad (6.129)$$

где

$$\varphi(y) = y^6 / 6 - y^6 / [7(y^7 - 1)] + \frac{13}{49} \ln |y - 1| + \\ + \frac{13}{49} \left\{ \cos \frac{6\pi}{7} \ln \left(1 + 2y \cos \frac{\pi}{7} + y^2 \right) + \cos \frac{4\pi}{7} \ln \left(1 + 2y \cos \frac{3\pi}{7} + y^2 \right) + \right. \\ + \cos \frac{2\pi}{7} \ln \left(1 + 2y \cos \frac{5\pi}{7} + y^2 \right) + \\ + 2 \sin \frac{6\pi}{7} \operatorname{arctg} \left[\left(y + \cos \frac{\pi}{7} \right) / \sin \frac{\pi}{7} \right] + \\ + 2 \sin \frac{4\pi}{7} \operatorname{arctg} \left[\left(y + \cos \frac{3\pi}{7} \right) / \sin \frac{3\pi}{7} \right] + \\ \left. + 2 \sin \frac{2\pi}{7} \operatorname{arctg} \left[\left(y + \cos \frac{5\pi}{7} \right) / \sin \frac{5\pi}{7} \right] \right\}. \quad (6.130)$$

Для расчета параметров полностью псевдооживленного слоя задаемся значениями $T_{\text{п}}$ и h_0 . С помощью соотношения (6.125) находим приближенное значение $T_M \approx T_0$. Затем, применяя (6.127) и (6.128), находим параметры $\theta_{\text{п}}$ и θ_M . Подставляя найденные значения в (6.129), находим поток вещества Z . После этого с помощью (6.121) рассчитываем ход температуры внутри слоя. Пока не исследован ход μ внутри слоя, мы не знаем, имеет ли физический смысл полученное решение. Теперь, определив ход μ с помощью (6.120), можно проверить, соблюдается ли во всем слое условие $\mu \geq 1$. Если уже на внешней границе слоя $\mu < 1$, то следует весь расчет произвести заново, пользуясь соотношениями для статического слоя. Более сложен случай, когда равенство $\mu = 1$ достигается на некоторой глубине x , меньшей толщины слоя.

Соотношение (6.115) справедливо при любом ходе $\mu(x)$ внутри слоя. Однако плотность потока вещества Z следует рассчитывать по-другому. Пусть поверхность раздела статической и псевдооживленной части слоя находится на глубине $x_1 = h - h_1$ (т.е. толщина статической части равна h_1) и ее температура равна T_1 . Тогда из выражения (6.120) имеем

$$\frac{27 Z}{28 \beta a_{\min} G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}}} \sqrt{\frac{km}{2\pi}} \cdot \frac{T_1^{7/2} - \frac{2}{9} T_0^{7/2}}{T_1^3} = 1. \quad (6.131)$$

С другой стороны, для статической части из выражения (6.110) следует

соотношение

$$Z = \epsilon_M \beta a_{\min} \sigma_B (T_1^4 - T_n^4) / (h_1 L). \quad (6.132)$$

Исключая отсюда Z , получаем выражение для толщины статической части слоя через температуру на границе псевдооживления:

$$h_1 = \frac{27 \epsilon_M \sigma_B \sqrt{km} / (2\pi)}{28 G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}}} \cdot \frac{\left(T_1^{7/2} - \frac{2}{9} T_0^{7/2} \right) (T_1^4 - T_n^4)}{T_1^3}. \quad (6.133)$$

Вместо (6.123) следует написать

$$h_0 = h_1 + \int_{T_1}^{T_M} \left| \frac{dT}{dx} \right|^{-1} \mu^{-3} dT. \quad (6.134)$$

Дальнейшие преобразования целесообразно выполнить в безразмерных переменных. Выберем в качестве масштаба глубины величину

$$H = \left(\frac{2}{9} \right)^{9/7} \frac{27 \epsilon_M \sigma_B}{28 G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}}} \sqrt{\frac{km}{2\pi}} \frac{T_0^{9/2}}{kB} \quad (6.135)$$

и определим безразмерные величины

$$y_0 = h_0 / H \quad (6.136)$$

и

$$y_1 = h_1 / H. \quad (6.137)$$

В качестве масштаба температуры выбираем величину

$$T_* = \left(\frac{2}{9} \right)^{2/7} T_0. \quad (6.138)$$

Частично псевдооживленный слой характеризуется двумя безразмерными температурами: температурой на границе псевдооживления

$$t_1 = T_1 / T_* \quad (6.139)$$

и температурой поверхности льда

$$t_n = T_n / T_*. \quad (6.140)$$

Преобразованные к безразмерным переменным уравнения (6.133) и (6.134) приобретают с учетом (6.130) форму

$$y_1 = t_1 (t_1^{7/2} - 1) - t_n^4 (t_1^{7/2} - 1) / t_1^3 \quad (6.141)$$

и

$$\begin{aligned} y &= y_1 + 4(t_1^{7/2} - 1)^3 t_1^{-3} \int_{t_1}^{(9/2)^{2/7}} \xi^9 (\xi^{7/2} - 1)^{-2} d\xi = \\ &= y_1 + 8(t_1^{7/2} - 1)^3 t_1^{-9} [\varphi((9/2)^{1/7}) - \varphi(\sqrt{t_1})], \end{aligned} \quad (6.142)$$

где $\varphi(x)$ — функция, ранее определенная соотношением (6.130).

На первом этапе по заданным характеристикам ядра и гелиоцентрическому расстоянию находим температуры T_0 , T_n , T_* и масштаб глубины

ны H . Здесь удобен обратный расчет с последующей интерполяцией, а именно: приняв в качестве независимой переменной температуру льда под пылью $T_{\text{л}}$, находим все остальные величины, включая гелиоцентрическое расстояние. На следующем этапе по заданной собственной толщине слоя h_0 находим ее безразмерное значение y_0 , а затем, решив уравнение (6.142), безразмерную температуру на внутренней границе псевдоожижения t_1 . Подстановка найденного значения t_1 в (6.141) дает безразмерную толщину статической части слоя. Возвращаясь теперь к размерным значениям h и h_1 , определяем с помощью (6.132) плотность потока вещества. При близких значениях T_1 и $T_{\text{л}}$ с вычислительной точки зрения удобнее вместо (6.132) пользоваться для определения Z выражением

$$Z = \mu_0^{-1} T_1^3 \left(T_1^{7/2} - \frac{2}{9} T_0^{7/2} \right). \quad (6.143)$$

Заметим, что имеющее физический смысл решение системы уравнений (6.141), (6.142) существует не при всех значениях t_1 и $t_{\text{л}}$. Из уравнения (6.142) следует, что значение t_1 не может превысить значение $(9/2)^{2/7}$, соответствующее случаю полного статического равновесия ($h_1 = h_0$). Подставив в уравнение (6.141) это предельное значение t_1 , получим формулу, определяющую зависимость от гелиоцентрического расстояния минимальной собственной толщины слоя, способного на заданном расстоянии от Солнца находиться в полном статическом равновесии, или, что то же самое, — максимальную толщину, при которой еще возможно частичное псевдоожижение. Конкретный пример такой функции $h_0(r_{\text{ЭКВ}})$ показан на рис. 35 (кривая, разделяющая области A и B).

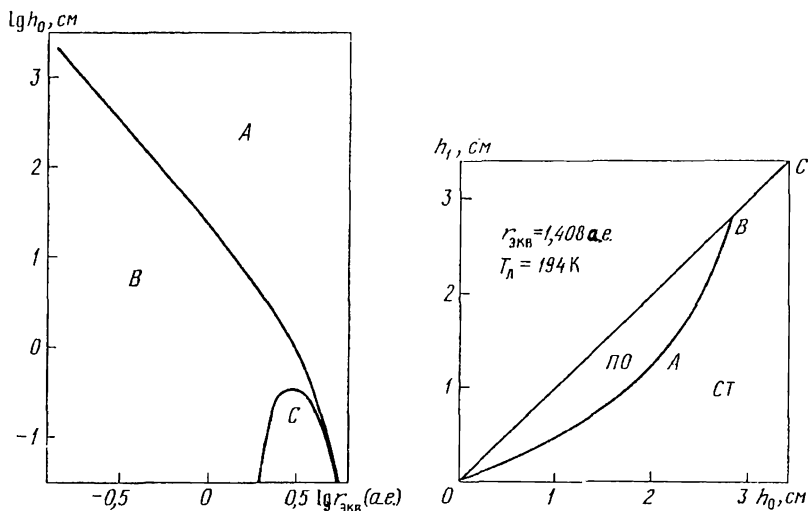


Рис. 35. Диаграмма состояний поверхностного пылевого слоя кометы. A — область статических состояний, B — область частичного, C — полного псевдоожижения

Рис. 36. Зависимость псевдоожижения от собственной толщины слоя. $СТ$ — статическая, $ПО$ — псевдоожиженная части слоя

С другой стороны, из уравнения (6.141) следует неравенство $t_1 > t_{\text{л}}$, так как в противном случае толщина псевдоожженной части получается отрицательной. Кроме того, очевидно, $t_1 > 1$. Поэтому область $1 < t_{\text{л}} < t_1$ ограничивает диапазон толщин и гелиоцентрических расстояний, в котором возможно существование полностью псевдоожженного слоя. Максимальное значение толщины, при которой пылевой слой еще может существовать в полностью псевдоожженном состоянии, определяется путем подстановки значения $t_1 = t_{\text{л}}$ в уравнение (6.142). Результат расчета показан на рис. 35 (кривая, разделяющая области В и С).

Рассматривая рис. 35, видим, что наиболее вероятным состоянием является состояние частичного псевдоожжения. Полное псевдоожжение — редкий случай, возможный в довольно тонких слоях на значительных

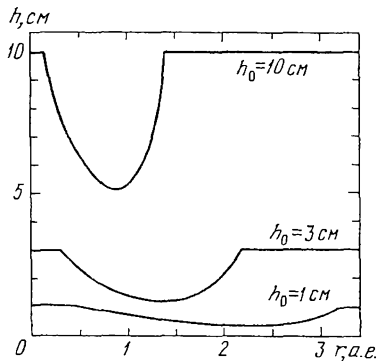


Рис. 37. Зависимость псевдоожжения от гелиоцентрического расстояния кометы для различных собственных толщин пылевого слоя

гелиоцентрических расстояниях при $r_{\text{ЭКВ}} > 2$ а.е. Поскольку градиент плотности направлен внутрь, а градиент температуры — наружу, градиент давления оказывается существенно меньше градиента плотности ($\nabla \ln p < < \nabla \ln n$), что создает возможность существования на ледяных поверхностях ядер комет пылевых слоев значительно более тонких, чем те, вес которых превышает давление газа под слоем.

Проследим теперь, как зависит от собственной толщины слоя толщина псевдоожженной части при фиксированном гелиоцентрическом расстоянии, т.е. при "движении" по рис. 35 вдоль вертикальной прямой. Зависимость толщины псевдоожженной части от собственной толщины при $r_{\text{ЭКВ}} = 1,408$ а.е. показана на рис. 36. Видно, что частичное псевдоожжение начинается сразу же с образованием и началом роста пылевого слоя, толщина псевдоожженной части достигает максимального значения при некоторой определенной собственной полной толщине. Затем газопроницаемость слоя падает, слой "успокаивается", переходя в статическое состояние.

Проведем мысленный эксперимент с ядром, которое, обладая пылевым слоем фиксированной толщины, проходит в своем орбитальном движении некоторый диапазон эквивалентных гелиоцентрических расстояний. Эксперимент рассматривается как мысленный потому, что в реальном гелиоцентрическом движении толщина слоя пыли изменяется. По мере приближения кометы к Солнцу толщина статической части постепенно (рис. 37) уменьшается, достигая минимума при некотором значении $r_{\text{ЭКВ}}$.

Далее толщина статической части снова увеличивается, и, начиная с некоторого расстояния, псевдоожижение полностью прекращается. Затухание псевдоожижения по мере приближения к Солнцу может показаться несколько неожиданным. Вспомним общепринятый взгляд о сбросе пылевого слоя с приближением к Солнцу! Причина прекращения псевдоожижения и стабилизация слоя при больших инсоляциях вполне прозрачна: в пылевом слое устанавливается настолько большой градиент температуры, что градиент газового давления сильно ослабляется или даже изменяет знак, превращаясь в силу, удерживающую пылевой слой на ледяной поверхности.

Мы предполагали, что статическая часть слоя находится в субкритическом состоянии. Можно представить себе и другой вариант, когда статическая часть находится в режиме контактной теплопроводности.

Вместо уравнения (6.98) теперь следует написать

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{ZL}{\mu K}, \quad (6.144)$$

где K — коэффициент контактной теплопроводности, а вместо (6.99) — аналогичное уравнение без множителя μ . Уравнения (6.100)–(6.102), (6.104), а также другие, описывающие псевдоожиженную часть слоя, остаются в силе.

Интегрируя совместно уравнения теплопроводности и диффузии в статической области, получим

$$T_1 = \left[\sqrt{T_{\pi}} + \frac{\beta a_{\min} L}{2K} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} (N_h - N_0) \right]^2, \quad (6.145)$$

(индекс "1" указывает значение температуры на поверхности раздела статической и псевдоожиженной частей, а N_h определена выражением (6.102)). Для псевдоожиженной части по-прежнему справедлив инвариант (6.117), но его нельзя применять к величинам T_{π} и N_h , заданным на поверхности льда. Можно, однако, написать

$$T_0 = \left(T_1^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M \sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_1 \right)^{2/7} \quad (6.146)$$

и

$$T_0 = \left(T_M^{7/2} + \frac{7L}{8\epsilon_M \sigma_B} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} N_0 \right)^{2/7} \approx T_M. \quad (6.147)$$

Вместо (6.132) теперь имеем

$$Z = K(T_1 - T_{\pi})/(h_1 L) \quad (6.148)$$

и вместо (6.133) (так как (6.131) остается в силе) —

$$h_1 = \frac{27kK(\pi m/(2k))^{1/2} T_1^{-3}}{28\pi\beta a_{\min} G \rho_{\pi} \rho_{\pi} r_{\pi} L} \left(T_1^{7/2} - \frac{2}{9} T_0^{7/2} \right) (T_1 - T_{\pi}). \quad (6.149)$$

Выражения (6.134)–(6.140) верны и в рассматриваемом случае. Пере-

писанное в безразмерных переменных уравнение (6.149) имеет вид

$$y_1 = \tilde{K} t_1^{-3} (t_1^{7/2} - 1) (t_1 - t_{\text{л}}), \quad (6.150)$$

где \tilde{K} – безразмерный коэффициент:

$$\tilde{K} = \left(\frac{9}{2}\right)^{6/7} K / (\epsilon_{\text{м}} \sigma_{\text{Б}} \beta a_{\text{мин}} T_0^3). \quad (6.151)$$

Уравнение (6.150) заменяет (6.141), а уравнение (6.142) переносится на рассматриваемый случай без изменений.

Мы не приводим здесь результаты конкретного расчета, потому что они, отличаясь в количественном отношении, качественно совпадают с предыдущими моделями. Каких-либо новых эффектов введение контактной теплопроводности в статической части слоя не дает.

§ 6.6. Оценка роли неучтенных эффектов

В двух предыдущих разделах получены аналитические решения для полностью и частично псевдооживленных пылевых слоев ядер комет. Исходные уравнения решены точно, но из-за ряда неучтенных обстоятельств сами они приближенные, поэтому выводы предыдущих разделов достоверны лишь качественно.

Наиболее важным неучтенным эффектом являются столкновения пылевых частиц. Оценим среднюю квадратичную скорость пылинок, предполагая равномерное распределение энергии по степеням свободы (см. Нигматуллин (1978), Гольдштик (1972)). Пренебрегая для внутренних частей слоя вблизи ледяной поверхности макроскопическими пульсациями, можно написать

$$v(a) = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{kT}{\rho_{\text{п}}}} a^{-3/2}, \quad (6.152)$$

откуда следует, что частицы радиуса $a \approx 10^{-6}$ см при плотности $\rho_{\text{п}} = 2,5 \text{ г/см}^3$ приобретают скорость $v \approx 10^2$ см/с. Характерное время между столкновениями

$$\tau \sim a/v(a) \propto a^{5/2} \quad (6.153)$$

для рассматриваемых субмикронных частиц весьма мало, однако быстро возрастает с ростом размера пылинки. В полидисперсной среде частота столкновений между пылинками разных радиусов определяется выражением

$$\frac{1}{\tau(a)} = \sqrt{\frac{6kT}{\rho_{\text{п}}}} \int_{a_{\text{мин}}}^{a_{\text{макс}}} (a + a_1)^2 (a^{-3/2} + a_1^{-3/2}) F(a_1) da_1, \quad (6.154)$$

где $F(a_1)$ – функция распределения пылинок по размерам. Из (6.154) ясно, что возрастание времени свободного пробега с радиусом пылинки, определяемое (6.153), не имеет значения в полидисперсной среде, где основной вклад в столкновения принадлежит мелкодисперсным фракциям.

Столкновения пылинки – пылинки порождают ряд дополнительных процессов переноса, которые не учитывались в предыдущем рассмотре-

нии. Перенос импульса пылевой компонентой в стационарном состоянии равен нулю или, точнее, отличен от нуля в той мере, в какой отличен от нуля поток пылевого вещества. В первом приближении этими двумя процессами можно пренебречь; следовательно, уравнения диффузии, примененные выше для анализа проблемы, справедливы и при наличии столкновений. Сложнее обстоит дело с переносом энергии. Во-первых, столкновения между пылинками создают дополнительную диссипацию энергии направленного движения газа в тепло. При тех низких температурах, которые существуют в ядрах комет, дополнительной диссипацией, вероятно, можно пренебречь.

Во-вторых, столкновения между пылинками создают виртуальные тепловые мостики между частицами, т.е. динамическую контактную теплопроводность. Этот эффект упоминают Бусройд (1975) и Соу (1971), однако расчетные соотношения для его оценки не приводят.

Оценим вклад виртуальноконтактной теплопроводности. Ясно, что ее коэффициент ослаблен по сравнению с коэффициентом контактной теплопроводности в число раз, равное отношению времен контакта и свободного пробега:

$$K_{\text{вк}} = K_{\text{конт}} \tau_{\text{конт}} / \tau_{\text{пр}}. \quad (6.155)$$

Время контакта оценим по теории Г. Герца (см. Кильчевский (1949)), давшего для центрального удара упругих шаров выражение (приводится в преобразованной форме)

$$\tau_{\text{конт}} = \left[\frac{15\pi\rho_{\text{п}}(1-\nu^2)}{6E} \right]^{2/5} \frac{a_1 a_2 (a_1 + a_2)^{1/5}}{(a_1^3 + a_2^3)^{2/5} \nu^{1/5}}. \quad (6.156)$$

Для оценки времени пробега имеем (6.153). Используя эти выражения, убеждаемся, что при $a \approx 10^{-6}$ см, модуле Юнга $E = 5,4 \cdot 10^{11}$ г/(см · с²) и значении коэффициента Пуассона $\nu = 1/3$ контактная теплопроводность ослаблена примерно на девять порядков. Следовательно, влиянием столкновений пылинок на теплопроводность слоя можно пренебречь.

Мы не учитывали также, что в псевдожидкости действует закон Архимеда, т.е. одни тела в ней тонут, другие всплывают. В книге Розенбаума и Тодеса (1980) показано, что псевдооживленная полидисперсная среда сепарируется по фракциям: крупные частицы оседают вниз, мелкие частицы выносятся вверх. Однако поскольку промежутики между крупными частицами заполняются мелкой пылью, значение βa_{min} остается внутри слоя постоянным, т.е. погрешность за счет вариации гранулометрического состава невелика.

Уравнение механического равновесия (6.104) не учитывает давление твердых частиц. "Газ" пылевых частиц неидеален, так как в псевдооживленном слое плотность пылевых частиц велика, и пренебрегать их собственным объемом нельзя. По аналогии с уравнением Ван дер Ваальса можно написать уравнение состояния "пылевого" монодисперсного газа в виде

$$p_{\text{п}} = \frac{n_{\text{п}} k T}{1 - \frac{4}{3} \pi a^3 n_{\text{п}}}. \quad (6.157)$$

Видно, что "давление" пыли в несколько раз больше давления идеального газа той же плотности, однако, поскольку объемная плотность газовых молекул на много порядков превосходит числовую плотность пылинок, неучет вклада давления пыли к большой погрешности не приведет.

Было бы интересно опереться также на данные лабораторного эксперимента. Лабораторные эксперименты по сбросу пыли и росту пылевых матриц на замороженных растворах в процессе сублимации растворителя проводились Каймаковым и Шарковым (1967б, 1972), Ибадиновым и Каймаковым (1970) и дали результат, противоречащий настоящей теории. Псевдооживление при этом не наблюдалось.

Сформулируем условия подобия, при которых лабораторный эксперимент воспроизводил бы ситуацию в ядрах комет. Введем с этой целью масштабы температуры $[T]$, плотности $[N]$, потока $[Z]$, глубины $[x]$ и приведем исходные уравнения к безразмерному виду. Обозначим поглощаемую мощность солнечной энергии

$$W = q(1 - \alpha_M) r_{\text{экв}}^{-2}. \quad (6.158)$$

Выпишем безразмерные константы, возникающие в уравнениях в процессе приведения их к безразмерной форме. Уравнение баланса энергии на внешней поверхности ядра (6.100) порождает три безразмерные константы:

$$W(\epsilon_M \sigma_B)^{-1} [T]^{-4} = C_1, \quad (6.159)$$

$$[Z] L (\epsilon_M \sigma_B)^{-1} [T]^{-4} = C_2, \quad (6.160)$$

$$L/(k[T]) = C_3. \quad (6.161)$$

Уравнение теплопроводности (6.98) порождает одну константу

$$4\beta a_{\text{min}} \epsilon_M \sigma_B [T]^4 [x]^{-1} [Z]^{-1} L^{-1} = C_4. \quad (6.162)$$

Уравнение диффузии (6.99) также дает одну константу:

$$[N] [T]^{1/2} [x]^{-1} [Z]^{-1} \sqrt{\frac{2k}{\pi m}} \beta a_{\text{min}} = C_5. \quad (6.163)$$

Еще две константы порождает уравнение (6.101). Одна из них совпадает с C_3 , а другая имеет вид

$$[N] [T] k \exp(-A) = C_6. \quad (6.164)$$

Наконец, последнюю, седьмую константу дает уравнение механического равновесия (6.104):

$$\frac{4\pi}{3k} G \rho_{\text{я}} \rho_{\text{п}} r_{\text{я}} [x] [N]^{-1} [T]^{-1} = C_7. \quad (6.165)$$

Ни одна из этих констант не является мультипликативной комбинацией степеней других. Четырем из семи констант придадим любые ненулевые значения. Получатся безразмерные критерии подобия для псевдооживленных слоев ядер комет и имеющих вид

$$\Pi_1 = W/(\epsilon_M \sigma_B B^4), \quad (6.166)$$

$$\Pi_2 = W \exp(-A) (m/(kB))^{1/2}, \quad (6.167)$$

$$\Pi_3 = G \rho_{\text{п}} \rho_{\text{я}} r_{\text{я}} \beta a_{\text{min}} \exp(-A). \quad (6.168)$$

При пользовании этими критериями следует помнить, что $\exp(A)$ имеет размерность давления, а B – размерность температуры. Применяя выражение (6.168) к условиям лабораторного эксперимента, видим, что осуществить подобие, а следовательно, и "кометное" псевдоожигение, в земных условиях практически невозможно если ставить эксперимент с сублимацией водяного льда с примесью пылинок микронного и субмикронного размеров.

Перед лабораторным экспериментом можно поставить несколько более скромную задачу: не добиваясь точного подобия, воспроизвести только сам факт псевдоожигения и его общие черты. При этом можно заменить $\exp(+A)$ на давление насыщенного пара под слоем пыли $\exp(A - B/T_0)$. Уравнение (6.168) можно переписать теперь в форме, ясно демонстрирующей его физический смысл:

$$П_3 = \frac{G\rho_{\text{п}} a_{\text{min}}^3 \rho_{\text{я}} r_{\text{я}}^3}{r_{\text{я}}^2 a_{\text{min}}^2} \exp(-A + B/T_0). \quad (6.169)$$

Отсюда видно, что критерий $П_3$ представляет отношение сил гравитации к силе газового давления на пылинку внутри слоя.

Из уравнения (6.169) следует, что для лабораторного воспроизведения псевдоожигения пылевого слоя кометных ядер нужно производить эксперимент с веществом, способным создать давление сублимата, во столько раз превышающее давление водяного пара под пылевым слоем в комете, во сколько раз радиус Земли больше ядра кометы. В качестве такого вещества можно рекомендовать, например, твердый азот, для которого по Михальченко и др. (1972), $\ln p = 22,87 - 840/T$. Можно убедиться, что качественное подобие соблюдается при температуре несколько ниже тройной точки ($T \approx 60$ К) и соответственно пониженном притоке энергии, как этого требует соотношение (6.166). Понятно, что в экспериментах с водяным льдом псевдоожигение наблюдаться не могло из-за слишком большой гравитации в земной лаборатории.

ВНУТРЕННИЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ?

§ 7.1. Развитие идей о внутренних источниках энергии в ядрах комет

На мысль о собственных источниках энергии в кометных ядрах наталкивают следующие наблюдательные данные. Прежде всего, факт существования развитых атмосфер у комет на больших ($r_k \approx 3 \div 12$ а.е.) гелиоцентрических расстояниях. Например, комета Швассмана–Вахмана 1 (см., например, Киселев и Чернова (1979)) демонстрировала активность в зоне орбиты Юпитера. По наблюдениям Веста (1978) комета Шустера 1975II обладала атмосферой в зоне орбиты Сатурна. Много других подобных примеров привела Рёмер (1962). Теоретические оценки дают на столь больших расстояниях крайне низкую газопроизводительность.

На значительном удалении от Солнца ряд комет обладал пылевыми атмосферами. Непонятно, каким образом пыль могла быть вынесена в атмосферу без естественного потока сублимата. Гипотеза, что на больших расстояниях происходит сублимация не воды, а другого, более летучего вещества, CO_2 или CO , встречается со своими трудностями. Выше было показано, что возникновение в протопланетном облаке смеси термодинамически несовместимых веществ невозможно. Вместо твердого раствора можно представить себе механическую смесь льдов CO_2 и H_2O , образовавшуюся в планетарных условиях (гипотеза о планетарном происхождении комет), однако при этом неизбежно встретится новая трудность: кометы должны были бы немедленно разваливаться на малых и средних гелиоцентрических расстояниях.

Трудности отпадут, если кометные ядра обладают собственным источником энергии, "выключающимся" на малых гелиоцентрических расстояниях.

Второй довод в пользу внутренних источников энергии — вспышки блеска комет. Механизмы, предлагавшиеся для объяснения вспышек, прореферированы Андриенко и Ващечко (1981). Предложено много механизмов, не требующих внутренних источников энергии, однако некоторые особенности вспышек объяснить трудно. Вот они:

1. Вспышки сопровождаются сферически симметричным выбросом вещества, образующим расширяющуюся оболочку.

2. Вспышки комет наблюдаются на больших гелиоцентрических расстояниях.

3. Начиная с наблюдений Конкоя (1884), отмечаются характерные времена нарастания блеска, меньшие времени распада родительских молекул.

4. Вспышки некоторых комет коррелированы с гелиофизической ситуацией (включая 28-дневную периодичность), однако есть кометы, не реагирующие на проявления солнечной активности. Поэтому в литературе распространены противоречивые выводы о связи активности комет с солнечной активностью.

Первая из этих особенностей исключает возможность выброса вещества вследствие воздействия внешнего источника энергии, так как при этом выброс был бы направлен в сторону внешнего воздействия.

С другой стороны, трудно объяснить вспышки внутренним источником энергии, так как требуется либо внешний синхронизатор, обеспечивающий сферичность выброса, либо скорость распространения детонационной волны по поверхности ядра должна значительно превышать скорость продуктов детонации.

Вторая особенность — довод в пользу источников энергии, не зависящих от гелиоцентрического расстояния: внутренние источники, удар метеорита и т.п.

Третья особенность не является типичной чертой всех вспышек. В большинстве случаев характерные времена нарастания блеска исчисляются сутками. Однако быстрые вспышки существуют, и их невозможно объяснить простым усилением испарения или выбросом вещества. Добровольский (1961) показал, что при любой скорости дополнительного испарения блеск кометы не может нарастать быстрее, чем происходит распад родительских молекул.

Четвертая особенность указывает на существование индивидуальных различий кометных ядер по отношению к вспышечной активности и косвенно подтверждает идею внутренних источников.

Третий довод в пользу существования внутренних источников энергии — существование в атмосферах комет "незаконнорожденных" радикалов, т.е. тех, для которых невозможно указать термодинамически совместимую с водой родительскую молекулу.

Дюфе (1937) и Свингс (1943) отмечают, что спектральные полосы N_2^+ начинаются сразу от ядра, т.е. время жизни родительского вещества до ионизации и диссоциации чрезвычайно мало. Возникновение ионов сразу возле ядра нельзя объяснить механизмом Формизано—Галеева—Сагдеева (1981), так как требуется быстрый предварительный распад родительских молекул с образованием N_2 . Образование N_2^+ из N_2 вообще маловероятно (см. § 3.1), независимо от того, как образуется N_2 . В следующем разделе мы предложим вероятный механизм образования N_2^+ , связанный с гипотезой о внутренних источниках энергии.

Четвертый довод в пользу существования внутренних источников энергии — явление развала (см. гл. 2) кометных ядер.

Можно объяснить распады ядер и без привлечения внутренних источников энергии. В пользу внутренних, а не внешних причин развала ядер свидетельствует установленная Кресакком (1981) независимость частоты распада от аномалии кометы и гелиоцентрического расстояния, а также фазы цикла солнечной активности. Те же черты должны наблюдаться в случае центробежного развала (тоже внутренняя причина), однако Кресак отмечает, что вероятность распада не увеличивается с возрастом кометы, как этого можно было бы ожидать при центробежном механизме. Кроме

того, центробежный развал на число фрагментов, большее двух, крайне маловероятен.

Пятый довод в пользу существования внутренних источников энергии — редкое, но все же наблюдавшееся явление полного исчезновения кометы в процессе прохождения перигелия. Такое событие произошло с кометой Пайдушаковой 1954III, которая еще 5 января 1954 г. была объектом 10,5 зв.вел., размером 2×7 угл.мин, а уже 8 января обнаружена не была, исчезнув в промежутке между этими датами. Исчезла на глазах наблюдателей комета Биелы в появлении 1852III. У Всехсвятского (1964, 1966) описано исчезновение кометы Олкока 1959VI, которая еще 4 сентября 1969 г. была объектом 5,2 зв.вел. с хвостом 4° (Мак Клюр, экспозиция 13 мин), последний раз до перигелия наблюдалась 5 сентября как объект 5,5 зв.вел. ($r_k \approx 0,4$ а.е.), а затем после прохождения перигелия найдена не была. Ван Бисбрук искал ее по эфемериде 18 октября ($r_k \approx 1$ а.е., $\Delta \approx 1,6$ а.е.), когда ее блеск должен был составлять 10–11 зв.вел., и не нашел.

Уиппл и Стефаник (1965) выдвинули гипотезу о развале кометных ядер под действием внутреннего разогрева за счет распада радиоактивных изотопов K^{40} , U^{235} , U^{238} и Th^{232} . Для объяснения явления развала ядер пришлось принять нереальный химический состав: 28% метана по массе. В настоящее время из результатов расчета Уиппла и Стефаника следует, что радиоактивный нагрев для большинства кометных ядер довольно мал и вряд ли может быть истинной причиной их распада.

Уоллис (1980б) рассмотрел более мощный, однако менее долговечный источник нагрева ядер комет на ранних стадиях их роста — распад радиоактивного алюминия:



Образующиеся при β^+ -распаде позитроны аннигилируют, выделяя при этом еще 0,511 эВ. Период полураспада алюминия-26 составляет $7,4 \cdot 10^5$ лет. Так как (см. § 4.3) время коагуляции ядер значительно больше времени полураспада, энергия алюминия-26 запасена в ядре быть не может.

В последнее время стал популярен в качестве источника энергии внутреннего нагрева экзотермический фазовый переход льда из аморфного состояния в кристаллическое. Этот механизм предложили Паташник, Рупрехт и Шурман (1974), опираясь на результаты лабораторных экспериментов Чормли (1968), измерившего энергию фазового перехода аморфного льда в кристаллический (кубический) лед, оказавшуюся равной 24 ± 2 кал/г. Паташник и др. предложили объяснить этим механизм вспышки блеска комет, показав, что выделение энергии упорядочивания достаточно для выброса $\sim 10^{12}$ г вещества.

Те же результаты Чормли, а также результаты лабораторных экспериментов Венкатеша, Райса и Нартена (1974) использовал Смолуховский (1981а, б) для рассмотрения более широкой проблемы теплового режима кометных ядер в процессе орбитального движения. Так как в лабораторных экспериментах при нагреве выше 153 К лед кристаллизовался с повышением температуры на 20 К за 10 с, был сделан вывод, что фазовый переход и дополнительный нагрев кометных ядер происходит на расстоянии

~2 а.е. от Солнца. Роль фазовых превращений в тепловом режиме ядра рассмотрена также Клингером (1981).

Несмотря на внешнюю привлекательность, идея нагрева ядра теплом кристаллизации представляется несостоятельной. В лабораторных экспериментах Венкатеша и др. (1974) постоянный теплоотвод из зоны конденсации предотвращал постепенную кристаллизацию льда в процессе намораживания. Для образования стекла H_2O между временем теплоотвода $\tau_{то}$, временем нагрева за счет конденсации $\tau_{нагр}$ и временем кристаллизации $\tau_{кр}$ должно соблюдаться соотношение

$$\tau_{то} \ll \tau_{нагр} \ll \tau_{кр}. \quad (7.2)$$

Выясним, выполняются ли неравенства (7.2) в условиях формирования льдов кометных ядер. Для этого оценим скорость теплоотвода от микрولьдинки в условиях межпланетной среды на больших расстояниях от Солнца собственным инфракрасным излучением.

К настоящему случаю полностью приложимы приведенные в § 5.2 соотношения (5.4), (5.8), (5.11) и все дальнейшие для диэлектрических частиц. Зависимость комплексного показателя преломления льда от длины волны в широком диапазоне длин волн приведена Ирвином и Поллаком (1968). Нас будут интересовать только самые длинноволновые полосы излучения льда. Табулированные данные можно аппроксимировать суммой гауссиан,

$$\left| \operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \right| = \sum_{i=1}^4 C_i \exp \left[- \frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{(\Delta \lambda_i)^2} \right] (\Delta \lambda_i)^{-1}, \quad (7.3)$$

где λ_i — центры полос поглощения (и излучения) льда, $\Delta \lambda_i$ — ширины этих полос. С учетом этой аппроксимации в приближении линейчатого спектра (см. § 5.2) можно записать объемные потери энергии ледяной частицей в виде

$$\dot{\epsilon}^- = \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \right)^{-1} \frac{dE^-}{dt} \approx 48 \pi^2 h c^2 \sum_{i=1}^4 C_i \lambda_i^{-6} \left(e^{\frac{hc}{\lambda_i k T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (7.4)$$

где $\lambda_i = 11,485, 13,8, 45$ и $65,5$ мкм, соответствующие $C_i = 9,1 \cdot 10^{-6}, 0,2 \cdot 10^{-4}, 1,73 \cdot 10^{-4}$ и $6,58 \cdot 10^{-4}$ см. Характерное время радиационного охлаждения оценим с помощью соотношения

$$\tau_{то} = (\rho_d \dot{\epsilon}^-)^{-1} \int_0^T C dT \approx 3,12 \cdot 10^4 T^2 (\dot{\epsilon}^-)^{-1}, \quad (7.5)$$

где использована теплоемкость льда, определенная (4.20). Результаты табулирования величин (7.4) и (7.5) даны в табл. 7.1, где значения $\dot{\epsilon}^-$ выражены в эрг/(см³ · с). Видно, что характерное время высвечивания в интересующем нас диапазоне температур составляет около часа и не зависит от размера льдинки.

Оценим теперь время нагрева за счет выделения энергии конденсации. Поскольку нагрев пылинки пропорционален поверхности,

$$\frac{dE^+}{dt} = 4 \pi a^2 L' n_{H_2O} \sqrt{\frac{k T_{H_2O}}{2 \pi m_{H_2O}}}, \quad (7.6)$$

Таблица 7.1

Объемные потери энергии и время радиационного охлаждения ледяной частицы

T, K	$\lg \epsilon^-$	τ_{TO}, c		T, K	$\lg \epsilon^-$	τ_{TO}, c
30	2,55	80 000		120	5,34	2 000
40	3,39	20 000		130	5,47	1 780
50	3,91	9 500		140	5,60	1 540
60	4,28	5 950		150	5,72	1 320
70	4,54	4 300		160	5,85	1 140
80	4,76	3 500		170	5,96	980
90	4,93	3 000		180	6,08	845
100	5,08	2 600		190	6,18	740
110	5,21	2 300		200	6,28	650

где L' — энергия конденсации, несколько меньшая энергии сублимации L , при образовании стекла,

$$L' = L - \delta L, \quad (7.7)$$

а δL — избыточная энергия, выделяющаяся при кристаллизации стекла. Данные экспериментов Чормли (1968) и Венкатеша и др. (1974) позволяют оценить это значение δL . Если в процессе кристаллизации температура льда увеличилась с $T_1 = 153 K$ до $T_2 = 190 K$, то

$$\delta L = m_{H_2O} C_0 \frac{T_2^2 - T_1^2}{2} \approx 10^{-2} \text{ эВ} \ll L. \quad (7.8)$$

В дальнейших оценках различие L и L' игнорируется. Величины n_{H_2O} и T_{H_2O} в (7.6) — параметры протопланетного облака в зоне формирования кометных ядер на этапе конденсации паров воды на пылинках и других зародышах. Характерное время конденсационного нагрева определяется выражением

$$\tau_{\text{нагр}} = \frac{a \rho_{\text{л}} C_0 T^2}{3 L n_{H_2O}} \sqrt{\frac{\pi m_{H_2O}}{2 k T_{H_2O}}}. \quad (7.9)$$

Время роста льдинки до радиуса a_{∞} определено выше выражением (3.91) и данными табл. 3.8. Если рост льдинки происходит не на пылинке, а на ионе, то в (3.85) следует подставить $a_* = 0$ и вместо n_* — плотность ионов. Если концентрация ионов нестационарна, теория может быть легко обобщена в стиле разд. 5.3. Простейшая оценка времени роста льдинки до радиуса a на стадии, когда расход водяного пара на конденсацию еще велик, дается выражением

$$\tau_{\text{cond}} = a \left/ \left(\frac{da}{dt} \right) \right. = \frac{a \rho_{\text{л}}}{m_{H_2O} n_{H_2O}} \sqrt{\frac{2 \pi m_{H_2O}}{k T_{H_2O}}}. \quad (7.10)$$

Остается оценить время кристаллизации. К сожалению, экспериментальные и теоретические результаты по стеклованию воды весьма скуд-

ны. Согласно Блэкману и Лисгартену (1958) при 113 К быстро охлаждающийся водяной пар превращался в стекло. Большинство обзоров по кинетике стеклообразования, например Скрипова (1972), Салли (1972), Кидярова (1979), Сандитова и Бартенева (1982), относится к расплавам и растворам. Теоретические результаты в значительной степени являются феноменологическими, для их непосредственного использования нужны экспериментальные данные, во многом отсутствующие.

Образование стекла при переохлаждении жидкостей объясняется настолько быстрым падением температуры, что не успевает образоваться ни один зародыш кристалла. Переохлажденная жидкость кристаллизуется с временем релаксации (см. Кидяров (1979))

$$\tau_{кр} = \Gamma \left(\frac{T_0}{T_0 - T} \right)^2 \eta, \quad (7.11)$$

где Γ – коэффициент, определяемый экспериментально, T_0 – температура насыщения, T – температура переохлаждения жидкости, η – вязкость расплава или жидкости. Согласно Френкелю (1945)

$$\eta \sim \frac{kT}{h} \exp(U/(kT)), \quad (7.12)$$

где U – энергия активации вязкости. Для образования аморфной фазы необходимо быстрое охлаждение до температуры ниже температуры стеклования $T_{ст} \approx 2T_0/3$.

Учитывая существующие пробелы в знании процесса стеклования и кристаллизации аморфного льда, оценим время кристаллизации стеклольда по упрощенной формуле

$$\tau_{кр} = \tau_{\infty} \exp(U/(kT)), \quad (7.13)$$

отражающей основные черты зависимости, предписываемой соотношениями (7.11) и (7.12). Из факта конденсации водяного пара в стекло при $T = 113$ К следует, что время релаксации при данной температуре не меньше 10^3 с. Время релаксации при $T = 171,5$ К (среднее между 153 и 190 К) составляет 10 с. Эти значения совместимы при энергии активации $T_a = 1550$ К и $\tau_{\infty} = 1,4 \cdot 10^{-3}$ с. Верхний предел T_a можно получить, предполагая, что время релаксации при возрастании температуры асимптотически приближается к периоду колебаний молекулы в кристалле льда. Самый интенсивный низкочастотный пик, соответствующий заторможенным трансляциям, лежит (см. Богородский и Гаврило (1980)) в области 229 см^{-1} ($\lambda \approx 45$ мкм). Соответствующий период колебаний дает оценку $\tau_{\infty} \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ с, и $T_a = 5464$ К. Рассчитанные времена релаксации даны в табл. 7.2.

Поскольку в лабораторных условиях отмечается переход в кристаллическое состояние при температурах 110–150 К, то ближе к истине вариант с $T_a = 1550$ К, однако и при более высокой энергии активации время кристаллизации на два порядка меньше времени коагуляции микророльдинок в кометные ядра, оцениваемого различными методами (Камерон (1973), Хиллс (1973); см. также § 4.3) в 10^{15} с.

Оценим теперь равновесную температуру микророльдинки в процессе конденсации водяного пара на пылинках и ионах. Для этого аппроксими-

Таблица 7.2

Оценка времени кристаллизации стеклольда

T, K	$\tau_{кр}, c (1550)$	$\tau, c (5464)$	T, K	$\tau_{кр}, c (1550)$	$\tau, c (5464)$
30	3,8 (19)	1,8 (66)	120	570	8,3 (6)
40	9,4 (13)	2,9 (46)	130	210	2,5 (5)
50	4,0 (10)	4,0 (34)	140	90	12500
60	2,3 (8)	5,0 (26)	150	43	925
70	5,8 (6)	1,1 (21)	160	23	95
80	3,6 (5)	6,4 (16)	170	13	13
90	4,2 (4)	3,2 (13)	180	2,1	2,1
100	7500	7,5 (10)	190	4,9	0,43
110	1800	5,2 (8)	200	3,2	0,1

Числа в шапке таблицы означают энергию активации T_a в кельвинах, числа в скобках при значениях τ — десятичный порядок величины.

руем зависимость (7.4) степенным законом

$$\dot{\epsilon}^- = WT^\nu. \quad (7.14)$$

При $W = 2,72 \cdot 10^{-3}$ и $\nu = 3,85$ $\dot{\epsilon}$ выражается в единицах эрг/(см³·с). Приравнявая приток энергии (7.6) потерям, найденным с помощью (7.14), имеем

$$T = \left(\frac{3Ln_{H_2O}}{W_a} \sqrt{\frac{kT_{H_2O}}{2\pi m_{H_2O}}} \right)^{1/\nu} \approx \frac{98K}{a^{1/\nu}}. \quad (7.15)$$

Последняя оценка получена для радиуса пылинки a , выраженного в микрометрах, при следующих параметрах протопланетного облака: $n_{H_2O} \approx 5 \cdot 10^8$ см⁻³, $(kT_{H_2O}/(2\pi m_{H_2O}))^{1/2} \approx 10^4$ см/с.

Время нагрева и охлаждения микророльдинки значительно меньше времени роста ($\sim 10^7$ с), поэтому в растущей микророльдинке быстро устанавливается равновесное значение температуры, определяемое соотношением (7.15). В процессе роста микророльдинки ее температура постепенно снижается. При $a = 0,1$ мкм, $T = 178$ К, при $a = 1$ мкм и 10 мкм соответственно имеем 98 и 54 К. Таким образом, в процессе роста льдинка неизбежно проходит стадию, когда ее температура выше температуры кристаллизации. Следовательно, присутствие аморфного льда в ядрах комет весьма проблематично.

§ 7.2. Ионно-молекулярные кластеры как резервуар внутренней энергии

Рассмотрим другой, более эффективный способ консервации энергии в кометных ядрах, предложенный Шульманом (1982а, б): неравновесную примесь ионно-молекулярных кластеров. Ионно-молекулярные кластеры представляют собой конструкцию, состоящую из иона, к которому путем монополю-дипольного взаимодействия присоединена одна или несколько нейтральных молекул, образующих сольватную оболочку. Сольватная

оболочка, образованная молекулами воды, называется гидратной, а сам ион — гидратированным. Далее в настоящей главе мы будем называть ионно-молекулярный кластер просто кластером, учитывая, что путаница с таксономическими кластерами § 4.4 практически исключается. Сольватация ионов в низкотемпературной плазме описана в обзорах Смирнова (1974, 1978, 1983), Храпака и Якубова (1981), Кулика и др. (1976), Месси (1979).

Наше предположение состоит в том, что образование кометных ядер на периферии Солнечной системы происходило в эпоху, когда Солнце, как показывают расчеты Кухи (1964), Камерона (1963, 1973), Гринберга и др. (1978), Хоредга (1978), Ибена (1965), Сонетта (1971), Сонетта и др. (1968, 1970, 1975), Боденхаймера (1972), проходило стадию звезды типа Т Тельца. Длительность стадии оценивается в 10^7 лет, что совпадает с продолжительностью формирования кометных ядер по Камерону и Пайну (1973). На стадии Т Тельца солнечный ветер обеспечивал по оценке Боденхаймера (1972) потерю массы: $\sim 10^{-8}$ масс Солнца в год, т.е. поток протонов $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на гелиоцентрическом расстоянии 1 ае. В зоне формирования кометных ядер ($r \sim 90$ ае.) плотность потока составляла $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что значительно больше современного солнечного ветра в окрестности Земли. Приведем примеры процессов образования в протопланетном облаке ионов во время прохождения Солнцем стадии Т Тельца.

Кроме фотодиссоциации по каналам (3.19) — (3.22), описанной Калвертом и Питтсом (1968), Джексоном (1976), Окабе (1981), Ватанабе и Зеликовым (1953), Ватанабе и Джурса (1964), возможны реакции, приведенные в обзорах Бейтса (1964), Хастед (1965), Мак-Даниеля (1967) и статьях Бучельниковой (1958), Шульца (1960), Херста и др. (1961),



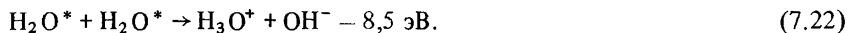
где вопросительным знаком отмечен предполагаемый продукт, не регистрировавшийся в экспериментах. Максимальное сечение реакции (7.16) соответствует энергии электрона 6,45 эВ и составляет $6,94 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, ширина пика на уровне 0,5 равна 1 эВ, полное сечение $6,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}$. Для реакции (7.17) эти параметры соответственно равны 8,6 эВ, $1,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, 2,1 эВ, $2,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}$. Протоны протосолнечного ветра способны участвовать в реакциях перезарядки (Вирин и др. (1979))



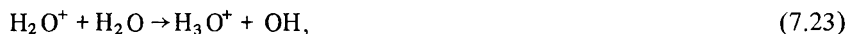
При энергии протонов 900 эВ сечение реакции (7.18) по данным Файта и др. (1958) и Густафсона и Линдхолма (1960) составляет 4 — 4,5 А^2 , сечение реакции (7.19), продукты которой не позволила установить методика эксперимента Купмана (1968), составляет $1,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при энергии 1 кэВ. Кроме фотодиссоциации по каналам (3.19) — (3.22) возможна фотоионизация молекулы воды (см. Ямамото (1981а)):



Поглощение фотонов, энергия которых недостаточна для диссоциации ($< 5,1$ эВ) и ионизации, приводит к образованию высоковозбужденных состояний молекул воды, которые при столкновениях могут участвовать в процессе Пеннинга, приведенном у Хастеда (1965):



Среди наиболее важных вторичных (т.е. производимых без участия жесткой фотонной радиации протосолнца и протосолнечного ветра) процессов следует в дополнение к (7.22) назвать реакции

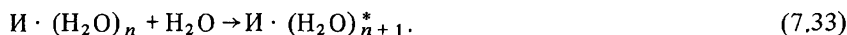


Видно, что многие первичные и вторичные реакции ведут к образованию молекулярных ионов H_3O^+ и OH^- , способных к гидратации.

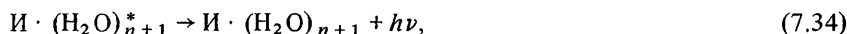
Нет никаких прямых доказательств, что ультрафиолетовая светимость (при $\lambda < 2900 \text{ \AA}$) звезд типа Т Тельца на много порядков превышает светимость Солнца, чтобы обеспечить существенный поток ультрафиолетовой радиации на расстояниях ~ 100 а.е., к которым мы относим область формирования кометных ядер. По-видимому, основная роль в образовании ионов на этих расстояниях принадлежит протосолнечному ветру, вызывающему реакции (7.16) – (7.19) и (7.22) – (7.29). Вспышки с усилением коротковолновой фотонной радиации должны играть роль дополнительного нестационарного источника ионизации. Вслед за ионизацией молекул воды по реакциям (7.20) и (7.21) возможны реакции с участием иона OH^+ :



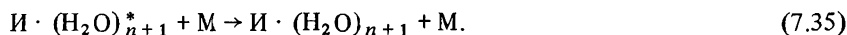
Далее происходит гидратация этих ионов, описанная Кебарле (1968), Кебарле и др. (1967), Аршади и Кебарле (1970), Пасом и др. (1970), Янгом и др. (1970), а также Стахановым (1979), по схеме



Образовавшаяся возбужденная молекула (активированный комплекс) либо распадается на исходные молекулы, либо высвечивает избыток энергии,



либо отдает его при столкновении с частицей М:



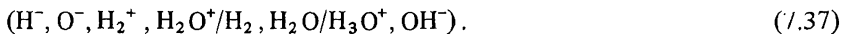
В формулах реакций (7.33) – (7.35) символом И обозначен любой ион

(H_3O^+ или OH^-), звездочка означает возбужденное состояние, $n = 0, 1, 2, \dots$ – число присоединенных молекул воды, M – произвольная молекула.

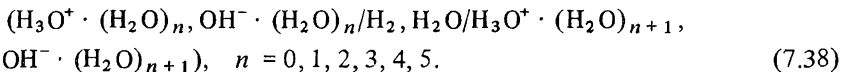
На первой стадии образования ионно-молекулярных комплексов молекулы водорода и воды под действием звездного ветра превращаются в различные ионы или, в символической форме, происходит процесс



Далее, в столкновениях с молекулами воды и водорода эти ионы преобразуются в наиболее устойчивые:



Затем в несколько стадий идет процесс гидратации



Оценим характерные времена превращений положительных ионов. В силу условия макроскопической нейтральности темп образования отрицательных ионов должен быть таким же. Можно показать, что процессы прилипания (7.16) и (7.17) недостаточно эффективны для образования отрицательных ионов в необходимом количестве. Действительно, вероятность превращения молекулы воды по схеме (7.16) определяется выражением

$$\begin{aligned} \beta(\text{H}_2\text{O} | e | \text{H}^-) &= 4n_e \tilde{T}^{-3/2} (2\pi m_e \tilde{k})^{-1/2} \int \sigma \epsilon \exp(-\epsilon/\tilde{T}) d\epsilon \approx \\ &\approx 4n_e (\sigma \Delta \epsilon) \epsilon \tilde{T}^{-3/2} (2\pi m_e \tilde{k})^{-1/2} \exp(-\epsilon/\tilde{T}), \end{aligned} \quad (7.39)$$

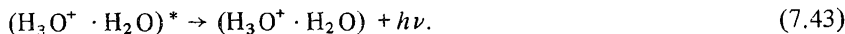
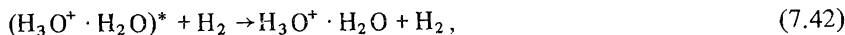
где n_e – плотность электронов в звездном ветре, σ – сечение процесса, ϵ – энергия электрона, выраженная в электрон-вольтах, m_e – масса электрона, \tilde{T} – температура электронов звездного ветра в тех же единицах ($\tilde{T} \approx 9$ эВ), \tilde{k} – коэффициент перехода от эргов к электрон-вольтам ($6,25 \cdot 10^{11}$ эВ/эрг). Подстановка в (7.39) принятых значений $n_e = 400 \text{ см}^{-3}$, $(\sigma \Delta \epsilon) \approx 6,6 \cdot 10^{-18} \text{ см} \cdot \text{эВ}$ дает значение вероятности прилипания в единицу времени $\beta \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$.

С другой стороны, сечение перезарядки молекулярного водорода (7.18) при энергии протонов 1 кэВ составляет по Купмену (1968) $4,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, сечение процесса (7.17) при той же энергии равно $1,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Принятое значение потока протонов $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ приводит к вероятностям превращения молекул водорода и воды в соответствующие положительные ионы $8,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Поскольку скорость образования положительных ионов оказалась в несколько сотен раз больше скорости образования отрицательных, должны существовать дополнительные механизмы образования отрицательных ионов. Положительные молекулярные ионы водорода и воды превращаются в ион гидроксония H_3O^+ в результате реакций (7.23) – (7.25).

Поскольку обилие молекулярного водорода в протопланетной туманности выше, чем молекул воды, первая из этих реакций, по-видимому менее эффективна, чем реакция (7.25). Скорость реакции (7.25) аномально велика, составляя при $T = 300 \text{ К}$ (см. Вирин и др. (1979)) $36 \pm 3 \text{ см}^3/\text{с}$, что соответствует сечению $1,8 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. Скорость реакции (7.24) при $\frac{1}{2}13$. Л.М. Шульман

тех же условиях $1,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ и соответствующее сечение $7,7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Вероятности превращения ионов H_2^+ и H_2O^+ в H_3O^+ соответственно равны (при температуре облака 10^2 К) $1,4 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ и $2,9 \text{ с}^{-1}$, следовательно, можно считать, что эти ионы превращаются в H_3O^+ практически без задержки.

Вслед за образованием иона гидроксония следует его гидратация. В рассматриваемых условиях тройные столкновения маловероятны, и гидратация происходит через промежуточное возбужденное состояние:



Константы равновесия реакции (7.40), рассматриваемой как обратимая, а также других реакций процесса (7.38) приведены в работах Кебарле и др. (1967) и Аршади и Кебарле (1970). К нашим условиям этот подход неприменим из-за существенной неравновесности системы, в которой все реакции необратимы. Поэтому воспользуемся оценками кинетики гидратации, изложенной в монографиях Смирнова, (1974, 1978, 1984). Эффективность гидратации зависит от соотношения между характерными временами процессов (7.40) – (7.43). Вероятность поляризационного захвата иона гидроксония молекулой воды определяется выражением

$$\beta_{\text{захв}} = 2n_{\text{H}_2\text{O}} \pi e \sqrt{b/\mu}, \quad (7.44)$$

где b – поляризуемость молекулы воды, e – заряд электрона,

$$\mu = \frac{m_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_3\text{O}^+}}{m_{\text{H}_2\text{O}} + m_{\text{H}_3\text{O}^+}} \quad (7.45)$$

– приведенная масса молекулы воды и молекулы гидроксония. Поляризуемость молекулы воды анизотропна. Приведенный к диагональному виду тензор поляризуемости имеет по Верещагину (1980) вид

$$\hat{b} = \text{diag} (1,67; 1,496; 1,250) \quad (7.46)$$

в единицах 10^{-24} см^3 . В выражение (7.44) подставим среднее значение $b = 1,47 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. При этих условиях получаем $\beta_{\text{захв}} \approx 0,4 \text{ с}^{-1}$. Время жизни активированного комплекса до высвечивания инфракрасного фотона согласно Смирнову (1974) $\sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ с}$. При плотности первичной туманности процесс (7.42) идет медленнее процесса (7.43). По экспериментальным данным, собранным и проанализированным в цитированных монографиях Смирнова, время жизни активированного комплекса до распада по схеме (7.41) для гидратированных ионов колеблется от $3 \cdot 10^{-10}$ до $4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Для оценок принимаем значение 10^{-9} с . Следовательно, вероятность гидратации H_3O^+ в единицу времени может быть оценена как

$$\beta_{\text{гидр}} = \beta_{\text{захв}} \tau_{\text{расп}} / \tau_{\text{высв}}. \quad (7.47)$$

Первый акт гидратации, таким образом, – самое медленное звено в цепи превращений первичных ионов в ионно-молекулярные кластеры.

Полная цепочка реакций гидратации существенна только при полном отсутствии в первичной туманности пыли. Как показали Лу Иньчан и Монен (1980), при более чем пятикратном пересыщении водяного пара кластер, содержащий 5–6 молекул воды, становится устойчивым зародышем конденсации и продолжает расти в микророльдинку.

Поскольку в первичной туманности присутствовали пылинки, конденсация на них конкурирует с гидратацией в газовой фазе. Оцененное в § 3.3 время конденсации $\sim 10^7$ с, следовательно, вещество протопланетного облака не успевает пройти всю цепочку превращений (7.36) – (7.38). Характерное время образования первичных ионов меньше времени конденсации, поэтому в кометные ядра поступят все наиболее обильные ионы облака. Преобладающий вид ионов – H_2^+ . Оценка их плотности дает значение

$$n[\text{H}_2^+] = n[\text{H}_2] \beta_{\text{перез}} / \beta_{\text{захв}} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (7.48)$$

Следовательно, максимальная доля ионов в микророльдинках при принятых значениях параметров первичного облака 0,3%. Реальное значение, вероятно, меньше из-за поверхностной рекомбинации



которая не учитывалась, т.е. было принято, что взаимодействие с поверхностью происходит с образованием гидроксония в твердой фазе



К сожалению, не удалось найти экспериментальные данные по поверхностной рекомбинации на кристалле льда и оценить вклад реакции (7.49). С другой стороны, при временном усилении ионизации, например, из-за вспышки на Солнце, плотность ионов может превысить оценку (7.48), тогда будет больше и концентрация ионизационных дефектов в кристаллической решетке льда.

По обзору Зацепиной (1974), где приведены данные работ Айгена и др. (1964) и Бальмера и др. (1969), при температуре -10°C равновесная концентрация ионов в кристалле льда составляет $10^{-12} - 10^{-11}$ от общего числа молекул. Оцененная плотность ионов в растущих ядрах комет существенно выше термически равновесной. Такой лед представляет собой замороженную неравновесную плазму и обладает избыточной энергией трех видов: электростатической, ионизационной и рекомбинационной. Сумма ионизационной и рекомбинационной энергии равна энергетическому эффекту реакции (Стаханов, 1979)



Электростатическая энергия может быть рассчитана методами, описание которых можно найти, например, у Ландау и Лифшица (1976), Кролла и Трайвелиса (1975), Кудрина (1974), принятыми в физике плазмы или в теории электролитов (см., например, Герасимов и др. (1973)). Избыточная электростатическая энергия единицы объема льда зависит от числа ионов в единице объема $n_i = n_+ + n_- = 2n_+$ и величины дебаевского радиуса

$$D = \sqrt{\epsilon k T / (4\pi e^2 n_i)} \quad (7.52)$$

где ϵ — диэлектрическая константа льда, T — его температура. Если в дебаевской ячейке находится много ионов, т.е.

$$D^3 n_i \gg 1, \quad (7.53)$$

то электростатическую энергию можно определить как

$$W_{\text{эл}} = -2 e^2 n_i / (3\epsilon D) = -\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{k}} \frac{e^3 n_i^{3/2}}{\epsilon^{3/2} T^{1/2}}. \quad (7.54)$$

Если выполняется неравенство, противоположное (7.53), то ближе к истине оценка, полученная в предположении равномерного распределения кластеров в толще льда подобно ионам в ионном кристалле. Расчет электростатической энергии можно найти, например, у Зейца (1949) и Левека и др. (1982), Эвальда (1921):

$$W_{\text{эл}} = -\frac{1}{\epsilon} \sum_{i \neq j} e_i e_j r_{ij}^{-1} = -n_+ \frac{A e^2}{\epsilon l_{\text{min}}}, \quad (7.55)$$

где r_{ij} — расстояние между зарядом величины e_i и зарядом величины e_j , n_+ — количество пар ионов в единице объема, e — заряд электрона (абсолютное значение), l_{min} — расстояние между ближайшими кластерами противоположных знаков, $A = 1,75$ — постоянная Маделунга, ϵ — диэлектрическая константа льда.

Заряженные кластеры в толще льда будут проявлять тенденцию к сближению, уменьшая при этом полную электростатическую энергию. При равномерном распределении кластеров по толще льда

$$l_{\text{min}} = (2n_+)^{-1/3}. \quad (7.56)$$

Если все кластеры попарно сблизятся до контактного состояния, то энергия может быть по-прежнему определена соотношением (7.55), в которое вместо среднего расстояния заданного в виде (7.56), следует подставить минимальное расстояние между центрами сблизившихся кластеров, которое можно оценить в два—три диаметра молекулы воды ($\sim 4 - 6 \text{ \AA}$). При этом требуется корректировка значения диэлектрической постоянной по мере того, как слой нейтральных молекул между двумя ионами становится все тоньше и тоньше. Этот эффект для случая образования кластеров в атмосфере Земли рассмотрели Лу Иньчан и Монен (1980), в свою очередь опиравшиеся на результаты Глюкауфа (1964) и Буса (1951). Эффективная диэлектрическая постоянная сферического кластера определяется выражением

$$\epsilon = n^2 + (\epsilon_0 - n^2) \frac{3}{\beta \tilde{E}} (1/\text{th}(\beta \tilde{E}) - 1/(\beta \tilde{E})), \quad (7.57)$$

где n — показатель преломления воды на длинных волнах ϵ_0 — диэлектрическая константа среды в предельно слабом электрическом поле,

$$\tilde{E} = e/(\epsilon r_{\text{кл}}^2) \quad (7.58)$$

— напряженность электрического поля на поверхности кластера, β — параметр, учитывающий поляризацию среды путем ориентации молекул воды, равный по Бусу (1951)

$$\beta = \frac{5}{2} (n^2 + 2) \frac{\mu}{kT}, \quad (7.59)$$

где μ — дипольный момент молекулы воды. При $\beta\tilde{E} \rightarrow 0$, т.е. при удалении от центра кластера либо при понижении температуры диэлектрическая постоянная стремится к своему значению, определенному для сплошной неполяризованной среды: $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$. В противоположном предельном случае $\beta\tilde{E} \rightarrow \infty$ она определяется поляризуемостью отдельной молекулы H_2O и оказывается существенно меньше, как это следует из разложения

$$\epsilon \approx n^2 \left[1 + \frac{6kT(\epsilon_0 - n^2)r_{\text{кл}}^2}{5(n^2 + 1)\mu\epsilon} \right]. \quad (7.60)$$

На рис. 38 приведено семейство кривых $\epsilon(r_{\text{кл}})$, рассчитанных при следующих параметрах: $\epsilon_0 = 100$, $n = 1,3$, $\mu = 1,84 \cdot 10^{-18}$. Диэлектрическая постоянная и показатель преломления взяты для льда по Богородскому и Гаврило (1980). Хотя теория Глюкауфа (1964) построена для водяных кластеров в газовой фазе, ее идейная основа — хорошее приближение для изучения взаимодействия зарядов в твердом теле. Гораздо большая погрешность скрыта в несферичности кластеров (Пас и др. (1970)); некоторые из них показаны на рис. 39. Сближение центров кластеров уменьшает ϵ примерно в десять раз. Зададимся следующей системой параметров: доля молекул воды в кристалле, диссоциированных на ионы, 0,3%, плотность льда 0,8 г/см³, температура льда 90 К, диэлектрическая постоянная $\epsilon_0 = 100$. Получаются следующие физические характеристики: плотность молекул воды $n_{\text{H}_2\text{O}} = 2,8 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $n_i = 1,7 \cdot 10^{20}$ см⁻³, дебаевский радиус $D = 5 \text{ \AA}$, число молекул в дебаевской ячейке $D^3 n_{\text{H}_2\text{O}} = 3,5$, число ионов в дебаевской ячейке $D^3 n_i = 0,02$; следовательно, ближе к истине оценка (7.55). Расстояние до ближайшего иона противоположного знака $l_{\text{min}} = 18 \text{ \AA}$, следовательно, лед с рассматриваемой концентрацией кластерной примеси, как это ни парадоксально, можно рассматривать как разреженную (!) замороженную плазму. Электростатическая энергия единицы объема $W_{\text{эл}} = -1,9 \cdot 10^8$ эрг/см³ = $-4,2 \cdot 10^{-3}$ эВ/молекула. При попарном сближении кластеров с одновременным уменьшением диэлектрической постоянной $l_{\text{min}} = 4 \text{ \AA}$, $\epsilon = 5$ и $W_{\text{эл}} = -1,7 \cdot 10^8$ эрг/см³ = $-0,0038$ эВ/молекула. Сумма ионизационной и диссоционной энергии (9,6 эВ на пару кластеров) достаточна для испарения около 20 молекул воды, следовательно, предельно допустимая концентрация кластеров в толще льда $\sim 5\%$.

Мы убедились, что ионно-кластерная примесь — весьма емкий аккумулятор энергии в ледяном ядре кометы. Выясним, способен ли этот аккумулятор длительно хранить запас энергии без саморазряда.

По-видимому, кластер можно считать связанной группой не только в газе и жидкости, но и твердой фазе. Это следует из энергии связи иона с окружающими молекулами воды, приведенной в табл. 7.3 по данным работ Стаханова (1979), Кебарле и др. (1967), Аршади и Кебарле (1970).

Оценим время саморазряда до выделения электростатической энергии. Проводимость льда носит ионный характер и зависит от температуры так же, как и проводимость других ионных проводников:

$$\sigma = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (7.61)$$

где σ_∞ — слабо зависящий от температуры коэффициент, E_A — энергия

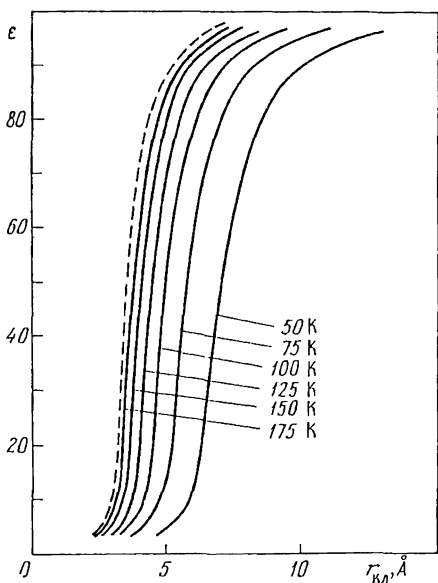


Рис. 38. Зависимость диэлектрической постоянной воды от расстояния до заряда

Рис. 39. Теоретически рассчитанные структуры кластеров по Пасу и др. (1970). Числа у кружков, обозначающих атомы, — средний заряд в долях заряда электрона

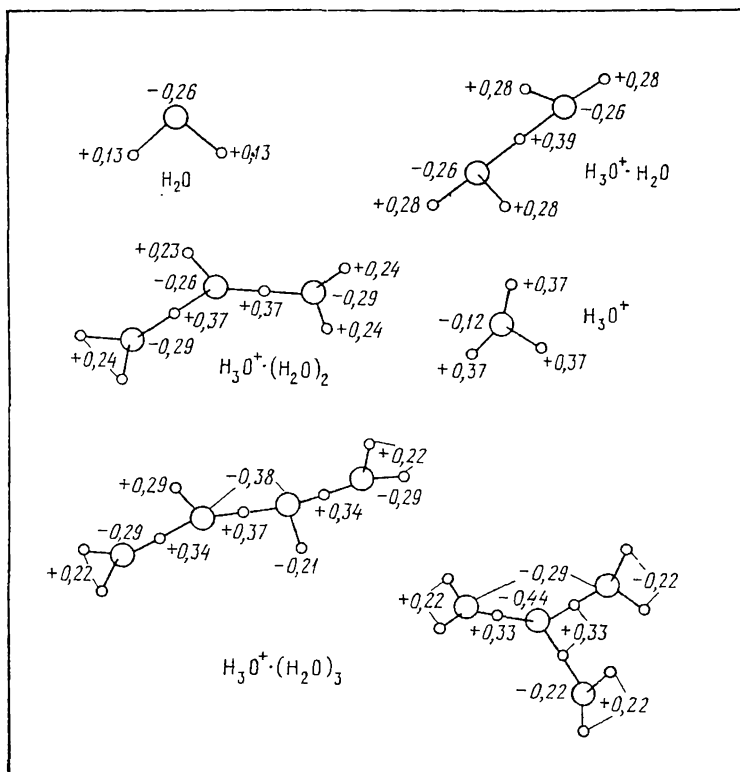


Таблица 7.3

Энтальпия присоединения молекул воды в процессе гидратации ионов гидроксония и гидроксила

Результат гидратации	Энтальпия присоединения, эВ						
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_n$	1,56	0,97	0,74	0,67	0,57	0,61	0,45
$\text{OH}^- \cdot (\text{H}_2\text{O})_n$	1,1	0,71	0,66	0,62	0,61	?	?

активации. В литературе существуют различные данные о численных значениях σ_∞ и E_A , сводку которых можно найти в справочнике Богородского и Гаврило (1980). Значение энергии активации объемной проводимости пресноводного льда колеблется от 0,3 эВ для монокристаллических образцов до 0,53 эВ для поликристаллических образцов. Само значение проводимости при $T = -10^\circ\text{C}$ колеблется в работах различных авторов (Айген и др. (1964), Бальмер и Риль (1966), Кемп и др. (1967)) от значения 10^{-8} См/м до 10^{-7} См/м для поликристаллических образцов. Поскольку в качестве модели выбран лед слегка пониженной плотности (0,8 вместо $0,914 \text{ г/см}^3$), разумно в качестве значения проводимости принять значение $5 \cdot 10^{-8}$ См/м, что соответствует предэкспоненциальному множителю в выражении (7.61) $\sigma_\infty = 712 \text{ См/м} = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. После работ Айгена и Майер (1956, 1958), а также Айгена, Майер и Шпаца (1964), Бальмера и др. (1969) лед признают протонным полупроводником, в котором заряд переносится в основном ионами гидроксония, так как подвижность ионов OH^- значительно меньше.

Равновесное число ионизационных дефектов в единице объема определяется выражением

$$n_{\text{H}} = N \exp(-w/(2kT)), \quad (7.62)$$

где N – плотность молекул в решетке, w – энергия образования пары ионов. Последняя, согласно Айгену и др. (1964), составляет 0,98 эВ. Проводимость кристалла σ выражается через концентрацию носителей n_{H} и их подвижность b_{H} обычным образом:

$$\sigma = en_{\text{H}}b_{\text{H}}. \quad (7.63)$$

Бальмер и др. (1969) определили значение $b_{\text{H}} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при энергии образования пары ионов $w = 0,73 \text{ эВ}$.

Подробный анализ механизма проводимости льда проведен Зацепиной (1969, 1974). Аномально высокую подвижность ионов гидроксония и гидроксила в толще льда связывали вначале с туннельными перескоками протона по водородным связям от одной молекулы H_2O к другой, что создавало бы эффект движения иона H_3O^+ . Прямые эксперименты Куна и Тюркауфа (1958), Орра и Баллера (1935), Денгеля и Рилия (1963), Итагаки (1964) с примесью молекул H_2O^{18} и тяжелой воды D_2O показали, что эта идея неверна и по льду перемещается не протон, а гидроксил или гидроксоний целиком без обмена атомами с окружающим кристаллом. Зацепина

Таблица 7.4

Время электростатической релаксации льда

T, K	τ	T, K	τ	T, K	τ
90	$2 \cdot 10^{10}$ лет	140	0,5 года	190	2,3 мин
100	$2 \cdot 10^7$ лет	150	10 сут	200	28 с
110	$7,8 \cdot 10^5$ лет	160	18 ч	210	6 с
120	740 лет	170	1,8 ч	220	1,7 с
130	14 лет	180	14 мин	230	0,5 с

(1969) указала на возможность передвижения иона гидроксония по каналам внутри гексагонального льда.

Механизм разряда кластерного аккумулятора энергии можно представить следующим образом. "Равновесные" ионы гидроксила и гидроксония под действием локальных электростатических полей устремляются к неподвижным кластерам противоположных знаков до образования дипольных образований вида $H_3O^+ \cdot (H_2O)_n \cdot OH^-$, которые затем рекомбинируют либо путем туннелирования заряженной частицы через потенциальный барьер, либо путем преодоления барьера за счет своей кинетической энергии. Величина барьера экспериментально не определялась; можно ожидать, что она не менее 0,5 эВ и не более 5 эВ (энергия удаления "перегородки" из двух молекул воды у гидроксония и трех молекул у гидроксила).

Для оценки времени саморазряда кластерного аккумулятора можно предложить простейшую модель (Шульман, 1982з) плоского конденсатора с неидеальным ледяным диэлектриком.

Постоянная времени разряда определяется выражением

$$\tau = RC = \epsilon \epsilon_0 / \sigma = \epsilon \epsilon_0 \sigma_{\infty}^{-1} \exp(E_A / (kT)), \quad (7.64)$$

которое записано в системе единиц СИ, $\epsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная вакуума. Подставив принятые выше значения ϵ и σ_{∞} , получим из (7.64) $\tau = 1,24 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(6150/T)$. Результат расчета приведен в табл. 7.4.

Как видно из таблицы, при $T = 90$ К, что соответствует гелиоцентрическому расстоянию $r_K \approx 20$ а.е., время разряда превышает возраст Солнечной системы. Поэтому кластерная примесь — не только емкий, но и стойкий резервуар энергии.

§ 7.3. Проявление внутренних источников энергии

Пусть в единице объема ядра содержится n_1 кластеров-монопольей каждого знака и n_2 кластеров-дипольей. Их изменение описывается уравнениями

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_1}{\tau_1} = -\frac{n_1}{\tau_{1\infty}} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad (7.65)$$

$$\frac{\rho_n}{m} \frac{dx_2}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_2}{\tau_{2\infty}} \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \frac{n_1}{\tau_{1\infty}} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad (7.66)$$

где E_1 и E_2 — соответственно энергия активации проводимости в выражении (7.64) и барьер рекомбинации, $\tau_{1\infty}$ и $\tau_{2\infty}$ — соответствующие времена релаксации при бесконечной температуре. В процессе разряда кластерного аккумулятора в единице объема выделяется мощность

$$S(t) = \frac{\epsilon_1 n_1}{\tau_1} + \frac{\epsilon_2 n_2}{\tau_2} \approx x_2 \frac{\epsilon_2 \rho_{\text{я}}}{m \tau_{2\infty}} \exp\left(-\frac{B_2}{T}\right), \quad (7.67)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 — электростатическая и рекомбинационная энергии пары кластеров.

Проанализируем характерные временные и пространственные масштабы задачи. Сублимация характеризуется временем улетучивания слоя толщиной h ,

$$t_c = h \rho_{\text{я}} / (mZ), \quad (7.68)$$

прогрев — временем распространения тепловой волны на глубину h ,

$$t_{\text{п}} = h^2 / \kappa. \quad (7.69)$$

На глубине

$$h_{\text{эф}} = K / (mCZ) \quad (7.70)$$

время прогрева равно времени сублимации. При $h_{\text{эф}} \ll r_{\text{я}}$ возможен квазистационарный режим, когда слой толщиной $h_{\text{эф}}$ улетучивается за время

$$t_{\text{эф}} = K \rho_{\text{я}} / (m^2 CZ^2). \quad (7.71)$$

Из-за резкой зависимости времени релаксации от температуры электростатическая энергия практически исчерпается на первом же обороте кометы, поэтому ее можно не учитывать вообще. На больших гелиоцентрических расстояниях $h_{\text{эф}} \gg r_{\text{я}}$, т.е. ядро изотермично. Приближенное уравнение энергетического баланса в этом случае имеет вид

$$C \frac{dT}{dt} = \epsilon_2 x_2 \rho_{\text{я}} (m \tau_{2\infty})^{-1} \exp(-B_2/T) - 3 r_{\text{я}}^{-1} (\epsilon \sigma T^4 + Z(L + 2kT) - q(1 - A) r_{\text{к}}^{-2}). \quad (7.72)$$

Для каждого значения x_2 существуют две точки теплового равновесия: устойчивая низкотемпературная и неустойчивая высокотемпературная. Поскольку экспериментальные значения B_2 и $\tau_{2\infty}$ неизвестны, оценим их из условия самовыключения кластерного источника энергии при $r < 2$ а.е. Получается $\tau_{2\infty} \approx 4,6 \cdot 10^{-5}$ с и $B_2 \approx 5680$ К. При этих параметрах переход в высокотемпературное состояние с последующим локальным тепловым взрывом наиболее вероятен в заюпитерианской области Солнечной системы. При малой концентрации кластеров x_2 вместо взрыва усиливается сублимация, создавая иллюзию, что ядро состоит из более летучих льдов, чем H_2O .

На малых и средних гелиоцентрических расстояниях $h_{\text{эф}} \ll r_{\text{я}}$. В пределе внутренние источники действуют в узком приповерхностном слое ядра. Баланс энергии можно теперь приближенно описать уравнением

$$q(1 - A) r_{\text{к}}^{-2} = \epsilon \sigma T^4 + (L + 2kT - \epsilon_2 \Delta x_2) Z, \quad (7.73)$$

где Δx_2 — изменение доли дипольных кластеров при переходе через поверх-

ностный слой, определяемое выражением

$$\Delta x_2 = x_n \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\pi k T K \rho_{\text{я}}}{m C \tau_{2\infty}} \exp \left[-2A + \frac{2B - E_2/k}{T} \right] \right] \right\}, \quad (7.74)$$

в которой A и B – параметры давления насыщенного пара воды. Видно, что с приближением к Солнцу $\Delta x_2 \rightarrow 0$, так как дипольные кластеры не успевают рекомбинировать до испарения.

Так как в эпоху Т Тельца на Солнце происходили мощные вспышки, можно предположить существование областей ядра, локально обогащенных кластерами, и объяснить этим активность комет на больших гелиоцентрических расстояниях, а также многие нестационарные явления, например, развалы ядер.

ПОСЛЕ МИССИЙ К КОМЕТЕ ГАЛЛЕЯ (вместо послесловия)

Мимо ядра кометы Галлея 6, 9 и 13 марта 1986 г. пролетели аппараты "ВЕГА-1", "ВЕГА-2" (Сагдеев и др., 1986а) и "Джотто" (Рейнхардт, 1986). Сведения, полученные в этих экспериментах, блестяще подтвердили представление о ядрах комет, выработанное астрономией и изложенное в предыдущих главах. Автору было особенно приятно сохранить без изменений весь текст, написанный до запусков космических аппаратов, добавив к нему настоящий раздел.

Ныне известны форма, размеры и температура поверхности ядра, период его осевого вращения, плотность атмосферы, газопроизводительность, распределение по массам и элементный состав пылинок. Ядро кометы Галлея — монолит неправильной формы (см. фотографию на фронтиспise), согласно Сагдееву и др. (1986б) грубо укладываемый в размеры $d_{\min} \approx 7,5$ км и $d_{\max} \approx 14$ км. Оно вращается вокруг оси максимального момента инерции с периодом 53 ± 3 часа. Неровная, вероятно пятнистая поверхность ядра наводит на мысль о его возможном образовании в процессе слипания фрагментов меньшего размера. Впрочем, сторонники зрительной гипотезы происхождения комет наверняка сочтут неправильность формы доводом в свою пользу, так как эта гипотеза принципиально дает тела несферические. По мнению автора форма не может служить критерием выбора, так как изверженное тело в процессе эволюции должно сглаживаться сублимацией, а коагуляционно-конденсационный механизм также ведет к образованию несферических ядер из-за слабой самогравитации.

Комб и др. (1986) по инфракрасным измерениям нашли, что температура поверхности ядра составляла 420 ± 60 К. Ядро оказалось очень черным с альбедо $0,03 < A < 0,06$. Краснопольский и др. (1986) измерили поверхностную плотность молекул воды на расстоянии $R \approx 300$ км от ядра и нашли $N \approx 3,5 \cdot 10^{16}$ см⁻². Посмотрим, как вписываются эти результаты в изложенные здесь модельные представления.

Несферическому ядру припишем эквивалентный радиус $r_{\text{я}} = \frac{1}{2} \sqrt{d_{\min} d_{\max}} \approx 5 \cdot 10^5$ см. Приведенные значения дают среднюю по поверхности удельную газопроизводительность $\langle Z \rangle = NRv / (\pi r_{\text{я}}^2) \approx 3,2 \cdot 10^{16}$ см⁻² · с⁻¹. Ясно, что приведенное значение температуры относится к пылевому поверхностному слою. Для $r_{\text{к}} = 0,8$ а.е. это значение можно найти в табл. 6.1. При многослойном запылении из-за многократного рассеяния пылевой слой очень черен, поэтому альбедо ядра обусловлено

незаэранированными пылью участками льда. По Богородскому и Гаврило (1980) альbedo тающего льда не превышает 0,5, поэтому максимальная оценка доли обнаженных участков $\alpha \approx 12\%$. Однако такое ядро дает удельную газопроизводительность $\langle Z \rangle = \frac{1}{4} \alpha Z_{\text{ол}} \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что в

2,7 раза меньше полученного по спектральным данным. Учитывая, что Краснопольский и др. (1986) считают, что их данные содержат неопределенный множитель ~ 2 , согласие можно считать удовлетворительным. Если дальнейшая обработка подтвердит данные цитируемой предварительной публикации, то можно заключить (см. табл. 6.1), что под слоем пыли, внешняя температура которого составляла 420 К, находился лед при температуре ~ 200 К, в то время как на участках обнаженного льда температура составляла 196 К, и они не вносили вклад в инфракрасное излучение ядра. Что касается толщины пылевого слоя, то, как показано в гл. 6, ее невозможно определить по перепаду температур, так как он от толщины слоя не зависит.

Замечательное достижение экспериментов "ВЕГА" — измерение элементного и гранулометрического состава пыли. Мазец и др. (1986) обнаружили, что гранулометрический состав пыли отличен от ожидаемого. По-видимому, это связано с нетипичным характером ядра кометы Галлея. Оно находится в стадии многослойного запыления, что должно исказить спектр масс пылинок, регистрируемых в атмосфере, по сравнению с их первичным спектром.

Киссель и др. (1986а) на аппарате "ВЕГА" и Киссель и др. (1986б) на аппарате "Джотто" измерили масс-спектры пылинок. Оказалось, что в атмосфере кометы Галлея присутствовали пылинки трех различных типов элементного состава. Пылинки, в масс-спектрах которых отсутствовал водород, но регистрировались углерод, азот, кислород, натрий, магний, кремний, железо, вероятно, представляют собой обычные минеральные частицы из силикатов и окислов металлов. Другой тип частиц, состоял из водорода, углерода, азота, кислорода, магния и кремния. Вероятно, вещество этих пылинок — органический полимер, либо кристаллогидрат. Третий, самый многочисленный вид масс-спектров — сумма только что описанных двух. Нет среди кометных пылинок кристалликов льда, прогнозировавшихся в некоторых теоретических работах.

Мы анализируем здесь многочисленные другие результаты экспериментов "ВЕГА" и "Джотто" а также японского эксперимента "Планета-А", поскольку они относятся не к физике ядер, а к другим разделам физики комет. Прекратятся ли дискуссии о модели кометного ядра после миссий к комете Галлея? По-видимому, нет. Сторонники модели ядра-роя укажут на единичный характер эксперимента, а сторонники каменистой модели сочтут черноту и высокую температуру доказательствами своей концепции. Поэтому автор решил сохранить аргументацию против этих моделей, изложенную в гл. 2.

Новые данные, полученные путем космических экспериментов, стимулируют развитие исследования комет астрономическими методами, освещенными в настоящей работе. Автор надеется, что ее содержание будет полезным тем, кто станет применять изложенные и разрабатывать новые методы анализа наблюдений, совершенствовать и уточнять модель ядра кометы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

В списке приняты следующие сокращения часто цитируемых изданий:

- АА – Астрометрия и астрофизика.
АВ – Астрономический вестник.
АЖ – Астрономический журнал.
АЦ – Астрономический циркуляр.
Бюл. ВАГО – Бюллетень Всесоюзного Астрономо-геодезического общества.
Бюл. ИАФ – Бюллетень Института астрофизики АН ТаджССР.
Бюл. ИТА – Бюллетень Института теоретической астрономии АН СССР.
Бюл. ККМ – Бюллетень Комиссии по кометам и метеорам Астросовета АН СССР.
ДАН СССР – Доклады АН СССР
ДАН ТаджССР – Доклады АН ТаджССР.
КМ – Кометы и метеоры.
КЦ – Кометный циркуляр.
ПАЖ – Письма в Астрономический журнал.
ПКФ – Проблемы космической физики.
Пробл. ком. фотом. – Проблемы кометной фотометрии. Информационный бюллетень № 10 Междуведомственного геофизического комитета при Президиуме АН УССР. – Киев: Наукова думка, 1966. – 92 с.
Пр. Солн. сист. – Происхождение Солнечной системы/Под ред. Г. Ривса. – М.: Мир, 1976. – 570 с.
Публ. КАО – Публикации Киевской астрономической обсерватории.
Тр. СТАО – Труды Сталинабадской астрономической обсерватории.
Цирк. СТАО – Циркуляр Сталинабадской астрономической обсерватории.
A. & A. – Astronomy and Astrophysics.
AJ – Astronomical Journal.
AN – Astronomische Nachrichten.
Ann. d'Astroph. – Annales d'Astrophysique
Ann. der Ph. – Annalen der Physik
Ap. J. – Astrophysical Journal.
Ap. Lett. – Astrophysical Letters
ASS – Astrophysics and Space Science.
BAC – Bulletin of Astronomical Institutes of Czechoslovakia.
BAN – Bulletin of Astronomy of Netherlands
BAAS – Bulletin of American Astronomical Society
Comets – Comets/E.L. Wilkening, ed. – Tucson: The University of Arizona Press. – 1982, 766 p.
Com. Expl. – Comet Exploration. Proceedings of the International Conference on Cometary Exploration. November 15–19, 1982, Budapest, v. I, 311 p., v. II, 234 p., v. III, 419 p.
CSDM – Comets. Scientific Data and Missions. Proceedings of the Tucson Comet Conference. – Tucson: The University of Arizona Press, 1972. – 8 + 222 p.
Ir. AJ – Irish Astronomical Journal.
J. Ch. Ph. – Journal of Chemical Physics.
J. Ph. Ch. – Journal of Physical Chemistry.
MEOOC – The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of Comets/IAU Symposium N. 45/
G.A. Chebotarev, E.I. Kazimirschak-Polonskaya, B.G. Marsden, eds. – Dordrecht: Reidel, 1972. – 33 + 521 p.

- MMC – The Moon, Meteorites, and Comets/B.M. Middlehurst and G.B. Kuiper, eds. – Chicago and London: University Chicago Press, 1963, 22+810 p.
- MN – Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
- MP – The Moon and Planets.
- NOC – Nature et Origine des Cometes. – Coint–Sclessin: Institute d’Astrophysique, 1966. – 590 p.
- PASJ – Publications of the Astronomical Society of Japan.
- PASP – Publication of the Astronomical Society of Pacific.
- Proc. Roy. Soc. – Proceedings of the Royal Society of London
- SC – The Study of Comets (Proceeding of IAU Coll No. 25/Eds B. Donn et al.. – Washington: NASA–SP–393, 1976. – 1083 p.
- Zs. f. Ap. – Zeitschrift für Astrophysik
- Zs. f. Ph. – Zeitschrift für Physik

- Абранин и др.*, 1978 – Абранин Э.П., Базелян Л.Л., Гончаров Н.Ю., Зиничев В.А., Шульман Л.М. Попытка наблюдения кометы Когоутека (1973f) на декаметровых волнах//АЖ. – Т. 55, вып. 1. – С. 123–131.
- Адамсон А.*, 1979 – Физическая химия поверхности. – М.: Мир. – 568 с.
- Адель*, 1937 – Adel A. The distribution of energy in the violet CN band in the spectra of comet 1914b (Zlatinsky)//PASP. – V. 49, No. 1. – P. 254–258.
- Айген и Мейер*, 1956 – Eigen M., de Maeyer L. Ein stationäres Feldverfahren zur Untersuchung von Dissoziationsprozessen in Flüssigkeiten und Festkörpern//Zs. für Electrochemie. – Bd 60, Nr. 9/10. – S. 1037–1048.
- Айген и Мейер*, 1958 – Self-dissociation and protonic charge transport in water ice//Proc. Roy. Soc. – V. A247, No. 1251. – P. 505–533.
- Айген и др.*, 1964 – Eigen M., de Maeyer L., Spatz H.C. Über das kinetische Verhalten von Protonen und Deuteronen in Eiskristallen. – Berichte der Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie//Weheim: Verlag Chemie. – Bd 68, Nr. 1. – S. 19–29.
- Айкин*, 1974 – Aikin A.C. Cometary coma ions//Ap. J. – V. 193, N. 1. – P. 263–264.
- Аллен К.У.*, 1977 – Астрофизические величины. – М.: Мир. – 446 с.
- Альвен Х. и Аррениус Г.*, 1979 – Эволюция Солнечной системы. – М.: Мир. – 511 с.
- Альтенгофф и др.*, 1983 – Altenhoff W.J., Batrla W., Huchtmeier W.K., Schmidt S., Stumpf P., Walmley M. Radio observation of Comet 1983d//A. & A. – V. 125, No. 2. – P. L19–22.
- Андерс Э.*, 1976 – Физико-химические процессы в Солнечной туманности по метеоритным данным//Пр. Солн. сист. – С. 256–294.
- Андрюченко Д.А. и Ващенко В.Н.*, 1981 – Кометы и корпускулярное излучение Солнца. – М.: Наука. – 164 с.
- Араго*, 1855 – Arago F. Popular astronomy: V. 1. – London: W.H. Smyth & R. Grant, 1855. – 560 p.
- Арнольд и др.*, 1971 – Arnold F., Kissel J., Krankowsky D., Wieder H., Zahringu J. Negative ions in the lower ionosphere: A mass-spectrometric measurement//Journ. Atmosph. and Terr. Phys. – V. 33, No. 8. – P. 1169–1176.
- Арпиньи*, 1965 – Arpingy C. Spectra of comets and their interpretation//Annual Review of Astron. and Astroph. – V. 3. – P. 351–376.
- Арпиньи*, 1972 – Comet spectra//CSDM. – P. 84–111.
- Арпиньи*, 1976 – Interpretation of comet spectra: A review//SC. – P. 797–838.
- Аршади и Кебарле*, 1970 – Arshadi M., Kebarle P. Hydration of OH⁻ and O₂⁻ in the gas phase//J. Ph. Ch. – V. 74, No. 7. – P. 1483–1485.
- Аставин-Разумин Д.Л.*, 1956 – Поляризация в разных частях головы кометы Аренда–Ролана 1956 h/Бюл. ВАГО. – № 26 (33). – С. 22–26.
- А’Херн*, 1978 – A’Hearn M.F. Synthetic spectra of C₂ in comets//Ap. J. – V. 219, No. 2. – P. 768–772.
- А’Херн*, 1982 – Spectrophotometry of comets at optical wave lengths//Comets. – P. 433–460.
- А’Херн и др.*, 1981 – A’Hearn M.F., Dwek E., Tokunaga A.T. Where is the ice in comets?//Ap. J. – V. 248, No. 3. – P. L147–151.
- А’Херн и др.*, 1983 – A’Hearn M.F., Feldman P.D., and Schleicher D.G. The discovery of S₂ in Comet IRAS–Araki–Alcock 1983d//Ap. J. – V. 274, No. 1. – P. L99–103.

- А'Херн и др.*, 1984 – A'Hearn M.F., Dwek E., Tokunaga A.T. Infrared photometry of Comet Bowell and other comets//Ap. J. – V. 284, No. 2. – P. 803–806.
- Бальде*, 1926 – Baldet F. Recherches sur la constitution des comètes et sur les spectres du carbone//Annales de l'Observatoire d'Astronomie Physique de Paris sis Pars de Meudon (Seine-et-Oise). – V. 7. – 109 p.
- Бальде*, 1951 – Baldet F. Le noyaux des comètes//l'Astronomie. – V. 65. – P. 289–292.
- Бальмер и Риль*, 1966 – Bullemer B., Riehl N. Bulk and surface conductivity of ice//Solid State Communic. – V. 4, No. 9. – P. 447–448.
- Бальмер, Энгельгардт и Риль*, 1969 – Bullemer B., Engelhardt H., Riehl N. Proton conduction of ice. High temperature region//Physics of ice (Proceed. Intern. Symp. Munich, 1968). – New York. – P. 416–429. (Рус. пер.: Физика льда. – Л.: Гидрометеоздат, 1973. – С. 97–103).
- Барон и др.*, 1983 – Краткий справочник физико-химических величин/Н.М. Барон, А.М. Пономарева, А.А. Равдель, З.Н. Тимофеева. – Л.: Химия. – 232 с.
- Баррер и Стюарт*, 1957 – Barrer R.M., Stuart W.T. Non-stoichiometric clathrate compounds of water//Proc. Roy. Soc. – V. A243, No. 1. – P. 172–179.
- Бахарев А.М.*, 1949 – Комета Энке – Баклунда в 1947 г.//Цирк. СтАО. – № 70–71. – С. 1–5.
- Бейер*, 1930 – Beyer M. Beobachtungen von Kometen//AN. – Bd 238, Nr. 5709. – S. 332.
- Бейер*, 1932 – Beyer M. Beobachtungen des Kometen 1932k (Peltier–Whipple)//AN. – Bd 246, Nr. 5897. – S. 328.
- Бейер*, 1933 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen//AN. – Bd 250, Nr. 5990. – S. 233–246.
- Бейер*, 1937a – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. II//AN. – Bd 262, Nr. 6276. – S. 217–228.
- Бейер*, 1937b – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. III//AN. – Bd 264, Nr. 6336. – S. 401–408.
- Бейер*, 1938 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. IV//AN. – Bd 265, Nr. 6339. – S. 37–48.
- Бейер*, 1942 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. V//AN. – Bd 272, Nr. 6. – S. 249–268.
- Бейер*, 1947 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. VI//AN. – Bd 275, Nr. 5/6. – S. 237–255.
- Бейер*, 1950a – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. VII//AN. – Bd 278, Nr. 5/6. – S. 217–249.
- Бейер*, 1950b – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. VIII//AN. – Bd 279, Nr. 2. – S. 49–61.
- Бейер*, 1953 – Beyer M. Brightness of comets and Solar activity//La physique des comètes (Mém. Soc. Roy. Liège. – V. XIII, Nr. 1–2). – Louvain. – P. 276–286.
- Бейер*, 1955 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. IX//AN. – Bd 282, Nr. 4. – S. 145–167.
- Бейер*, 1958 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. X//AN. – Bd 284, Nr. 3–4. – S. 112–118.
- Бейер*, 1959 – Beyer M. Physische Beobachtungen von Kometen. XI//AN. – Bd 284, Nr. 6. – S. 241–262.
- Бейер*, 1969 – Beyer M. Nachweis und Ergebnisse von Kometen: Beobachtungen aus den Jahren 1921–1968//AN. – Bd 291, Nr. 6. – S. 257–264.
- Бейтс Д.*, ред., 1964 – Атомные и молекулярные столкновения. – М.: Мир. – 778 с.
- Беклин и Уэстфол*, 1966 – Becklin E.E., Westphal J.A. Infrared observation of Comet 1965f//Ap. J. – V. 145, No. 2. – P. 445–453.
- Берберих*, 1888 – Berberich A. Die Helligkeit des Enckeschen Kometen//AN. – Bd 119, Nr. 2785. – S. 49–66.
- Берти и др.*, 1969 – Bertie J.E., Labbe H.J., Whalley E. Absorptivity of ice I in the range 4000–30 cm⁻¹//J. Ch. Ph. – V. 50, No. 10. – P. 4501–4520.
- Берти и Уолли*, 1964 – Bertie J.E., Whalley E. Infrared spectra of ice Ih and Ic in the range 4000–350 cm⁻¹//J. Ch. Ph. – V. 40, No. 8. – P. 1637–1659.
- Берти и Уолли*, 1967 – Bertie J.E., Whalley E. Infrared spectra of orientationally disordered crystals. II. Infrared spectrum of ice Ih and Ic from 360 to 50 cm⁻¹//J. Ch. Ph. – V. 46, No. 5. – P. 1271–1284.

- Бессель*, 1836 – Bessel F. Beobachtungen über die physische Beschaffenheit des Halleyshen Cometen und dadurch veranlasste Bemerkungen//AN. – Bd 13, Nr. 300–302. – S. 185–232.
- Бирмани и Трефффи*, 1964 – Biermann L., Trefftz E. Über die Mechanismen der Ionization und des Anregung in Kometenatmosphären//Zs. f. Af. – Bd 59, Nr. 1. – S. 1–28.
- Бисбрук, ван*, 1946 – van Biesbroek G. Observations of comets//AJ. – V. 52, No. 7. – P. 201–206.
- Блакман и Лисгартен*, 1958 – Blackman M., Lisgarten N.D. Electron diffraction investigations into the cubic and other structural form of ice//Advances in Physics. – V. 7, No. 26. – P. 189–198.
- Бобровников*, 1927 – Bobrovnikoff N. On the spectra of comets//Ap. J. – V. 66, No. 5. – P. 439–464.
- Бобровников*, 1941a – Bobrovnikoff N. Investigation of the brightness of comets. – Contributions from the Perkins Observatory. Ohio Wesleyan University and Ohio State University. – Pasadena: Lancaster Press, No. 15. – P. 49–187.
- Бобровников*, 1941b – Bobrovnikoff N.T. Observation of the brightness of comets//Popular Astronomy. – V. 49, No. 8. – P. 467–479.
- Бобровников*, 1942a – Bobrovnikoff N.T. Investigation of the brightness of comets. II//Contributions from Perkins Observatory. – V. 16, No. 16. – P. 189–300.
- Бобровников*, 1942b – Bobrovnikoff N.T. Physical theory of comets in the light of the spectroscopic data//The spectra of comets. Review of Modern Physics. – V. 14, No. 2–3. 160–197.
- Бобровников*, 1942в – Bobrovnikoff N.T. On the brightness of Comets 1940b, 1941c, 1941d, and 1942a//Popular Astronomy. – V. 50, No. 3. – P. 306–309. (Contrib. Perkins Observatory. – 1942. – No. 16. – P. 1–16).
- Бобровников*, 1943 – Bobrovnikoff N.T. On the systematic errors in the photometry of comets//Contributions from Perkins Observatory. – No. 19. – P. 1–39.
- Бобровников*, 1951 – Bobrovnikoff N.T. Comets//Astrophysics/Ed. J.A. Hynek. – New York; Toronto; London. – P. 302–356.
- Боголюбов Г.М.*, 1981 – О вертикальной структуре планетных атмосфер//Вестн. ЛГУ. Сер. геофизическая. – № 4. – С. 46–52.
- Богородский В.В. и Гаврило В.П.*, 1980 – Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. – Л.: Гидрометеиздат. – 384 с.
- Боденхаймер*, 1972 – Bodenheimer P. Stellar evolution toward the main sequence//Report Progress. Physics. – V. 35, No. 1. – P. 1–54.
- Бойко П.Н. и Харитонов А.В.*, 1957 – Поляризационные наблюдения кометы Арнда–Ролана//АЦ. – № 81. – С. 6–8.
- Большев Л.Н. и Смирнов Н.В.*, 1968 – Таблицы математической статистики. – М.: Наука. – 464 с.
- Боме и др., Bohme D.K., Dunkin D.P., Fehsenfeld F.C., Ferguson E.E.* Flowing afterglow studies of ion-molecule association reactions//J. Ch. Ph. – V. 52, No. 3. – P. 863–872.
- Бор Н.*, 1950 – Прохождение атомных частиц через вещество. – М.: ИЛ, 149 с.
- Боггерилл Дж.*, 1980 – Теплообмен в псевдоожигенном слое. – М.: Энергия, 344 с.
- Боушка*, 1949a. – Bouska J. Cometary Study. I–III//BAC. – V. 1, No. 5–6. – P. 65–84.
- Боушка*, 1949b – Bouska J. Cometary study. IV//BAC. – V. 1, No. 6. P. 84–87.
- Боушка*, 1949в – Bouska J. Cometary study. V//BAC. – V. 1, No. 9. – P. 140.
- Боушка*, 1950a – Bouska J. Cometary study. VI//BAC. – V. 2, No. 2. – P. 24–26.
- Боушка*, 1950b – Bouska J. Cometary study. VII. Absolute brightness of comets 1964b, 1947c, and 19481//BAC. – V. 2, No. 4. – P. 60–61.
- Боушка*, 1951a – Bouska J. Cometary study. VIII. Absolute brinhtness of the comets 1946h, 1948h, 1948k, 1949a, 1949c, and 1949c//BAC. – V. 2, No. 9. – P. 148–150.
- Боушка*, 1951b – Bouska J. Cometary study. IX. Absolute brightness of the comets 1948b, 1948d, 1948i, 1948n, and 1948d//BAC. – V. 2, No. 11–12. – P. 183–185.
- Боушка*, 1951в – Bouska J. Magnitudes absolues de vingth comètes//Ann. d'Astroph. – V. 14, No. 6. – P. 313–314.
- Боушка и Ваньсек*, 1949 – Bouska J., Vanysek V. Absolute brightness of the Comet Bester 1947 k//BAC. – V. No. 5. – P. 62–64.
- Боушка и Ваньсек*, 1967 – Bouska J., Vanysek V. Fysika komet. – Praga: Academia, 232 s.

- Боушка и Ваньсек*, 1973 – Bouska J., Vanysek V. A note on the cometary nucleus//Publ. Astr. Inst. Charles Univers. – 1972–1973. – No.69. – P. 73–84.
- Боуэлл и др.*, 1978 – Bowell E., McMahon J., Horue K., A'Hearn M.F., Dunham D.W., Penhallow W., Taylor G.E., Wasserman L.H., White N.M. A possible satellite of Hercules//VAAS. – No.10. – P. 594.
- Бредихин*, 1862 – Бредихинъ О. О хвостах кометъ. – М.: В университетской типографіи, 236 с.
- Брин*, 1980. – Brin G.D. Three models of dust layer on the cometary nuclei//Ap.J. – V. 237, No.1. – P. 265–279.
- Брин и Мендис*, 1979 – Brin G.D., Mendis D.A. Dust release and mantle development in comets//Ap.J. – V. 229, No.1. – P. 402–408.
- Бромер и Фетте*, 1969 – Bromer H.H., Fette K. Mass-spectrometric evidence of N_3^+ //Physics Letters. – V. 28A, No 2. – P. 127–128.
- Бруннер и Михель*, 1968 – Brunner W., Michel K.W. Versuche zu den Strömungsverhältnissen in der Koma von Staubkometen//Mitteilungen Astron. Gesellschaft. – Bd 25. – S. 220–224.
- Бугаенко и др.*, 1973 – Предварительная интерпретация спектрополяриметрических наблюдений кометы Беннетта/Бугаенко Л.А., Бугаенко О.И., Галкин Л.С., Коноплева В.П., Мороженко А.В.//АА. – Вып. 18. – С. 71–81.
- Бус*, 1951 – Booth F. The dielectric constant of water and saturation effect//J. Ch. Ph. – V. 19, No.12. – P. 1615.
- Бусройд Р.*, 1975 – Течение газа со взвешенными частицами. – М.: Мир. – 378 с.
- Бучельникова Н.С.*, 1958 – Эффективные сечения захвата электронов некоторыми галогенизированными молекулами, а также молекулами O_2 и H_2O //ЖЭТФ. – Т. 35, № 5 (11). – С. 1119 – 1130.
- Бык С.Ш., Макогон Ю.Ф., Фомина В.И.*, 1980 – Газовые гидраты. – М.: Химия. – 296 с.
- Бьеррум*, 1952 – Bjerrum N. Structure and properties of ice//Science. – V.115, No.2989. – P. 385–390.
- Вайгерт*, 1959 – Weigert A. Halobildung beim Kometen 1925 II//AN. – Bd 285, Nr. 3. – S. 117–120.
- Вайдenschilling*, 1980 – Weidenschilling S.J. Dust to planetesimals: settling and coagulation in the Solar Nebula//Icarus. – V. 40, No.3. – P.302–311; V. 44, No.1. – P.172–189.
- Вайсман и Кишфбер*, 1981 – Weissman P.R., Kieffer H.H. Thermal modeling of cometary nuclei//Icarus. – V. 47, No.3. – P. 302–311.
- Ваньсек*, 1949 – Vanysek V. Cometary study. II//DAC. – V. 1, No.1. P. 66–67.
- Ваньсек*, 1952 – Vanysek V. The photometrical parameters of new and old comets//Contributions Astr. Instit. Masaryk Univ. Brno. – V. 1, No.9. – P. 1–16.
- Ваньсек*, 1958 – Vanysek V. The determination of the quantity of dust in cometary atmospheres//Publ. Astron. Inst. Czechoslovak. Acad. Sci. – No. 34–42. – P. 195–211.
- Ваньсек*, 1960 – Vanysek V. Dust particles in comets and in reflecting nebulae//BAC. – V. 11, No. 6. – P. 215–222.
- Ваньсек и Викрамасингх*, 1975 – Vanysek V., Wickramasinghe N.C. Formaldehyde polymers in comets//ASS. V. 33, No. 2. – P. L19–28.
- Ваньсек и Гжебик*, 1954 – Vanysek V., Hrebik F. The dependence of the photometric constant n on the heliocentric distance//BAC. – V. 5, No. 4. – P. 65–69.
- Варни*, 1968 – Varney R.H. Equilibrium constant and rates for the reversible reaction $N_3^+ \rightleftharpoons N_2^+ + N_2^-$ //Phys. Rev. – V. 174, No. 1. – P. 165–172.
- Ватанабе и Джурса*, 1964 – Watanabe K., Jursa A.S. Absorption and photoionization cross sections of H_2O and H_2S //J. Ch. Ph. – V. 41, No. 6. – P. 1650–1653.
- Ватанабе и Зеликов*, 1953 – Watanabe K., Zelikoff M. Absorption coefficients of water vapor in the vacuum ultraviolet//Journ. of Optical Soc. Amer. – V. 43, No. 9. – P. 753–755.
- Венкатеш и др.*, 1974 – Venkatesh C.G., Rice S.A., Narten A.H., Amorphous solid water: An X-Ray diffraction study//Science. – V. 186, No. 4167. – P. 927–928.
- Верещанин А.Н.*, 1980 – Поляризуемость молекул. – М.: Наука, 175 с.
- Веркин Б.И., Гетманец В.Ф., Михальченко Р.С.*, 1980 – Теплофизика низкотемпературного сублимационного охлаждения. – Киев: Наукова думка, 232 с.
- Вест*, 1978 – West R. Comet Schuster 1975 II//IAU Circ. – No. 3200 229, 1978, C. 3).

- Вильсон Дж. и Воутгйзен З., ред., 1960 – Физика элементарных частиц и космических лучей. – М.: ИЛ, 412 с.
- Вильямс Р., 1957 – Космические лучи и физика частиц высоких энергий//Основные формулы физики. – М.: ИЛ, с. 459–474.
- Вирин и др., 1979 – Ионно-молекулярные реакции/Вирин Л.И., Джагацнаниян Р.В., Карачевцев Т.В., Потапов А.К., Тальрозе В.Л. – М.: Наука, 548 с.
- Водопьянова Т.В., 1954а – Абсолютные величины комет 1947–1948 гг.//АЦ. – №145. – С. 4–5.
- Водопьянова Т.В., 1954б – Абсолютные величины комет 1949 – 1950 гг.//АЦ. – № 147. – С. 6–9.
- Водопьянова Т.В., 1954в – Абсолютные величины комет 1951 – 1952 гг.//АЦ. – № 150. – С. 2–6.
- Водопьянова Т.В., 1956 – Абсолютные величины комет 1953 и 1954 гг.//АЦ. – №169. – С. 3–5.
- Воронцов-Вельяминов Б.А., 1945 – Vorontsov-Veljaminov B.A. The structure of cometary nuclei//АЖ. – Т. 22, вып. 6. – С. 317 – 346.
- Воронцов-Вельяминов Б.А., 1946а – Vorontsov-Veljaminov B.A. Structure and mass of cometary nuclei//Ар.Ж. – V. 104, No. 2. – P. 226–233.
- Воронцов-Вельяминов Б.А., 1946б – Природа кометных ядер//Публ. КАО. – № 1. – С. 209–211.
- Воронцов-Вельяминов Б.А., 1954 – Фотометрическая структура типичной кометы (комета 1942д)//Бюл. Абастуманской астрофиз. обсерв. – № 17. – С. 49–73.
- Всехсвятский С.К., 1925 – О яркости комет//АЖ. – Т. 2, вып. 3. – С. 68–84.
- Всехсвятский С.К., 1927 – Яркость кометы Энке//АЖ. – Т. 4, вып. 4. – С. 298–301.
- Всехсвятский С.К., 1930 – Vsssviatsky S.K. On the desintegration of short-period comets: some remarks on the question of their origin//MN. – V. 90, No. 7. – P. 706–721.
- Всехсвятский С.К., 1938 – Спектр кометы Энке//Изв. Гл. астрон. обсерв. в Пулковске. – Т. 15, № 6. – С. 6–24.
- Всехсвятский С.К., 1948 – К вопросу о происхождении комет//АЖ. – Т. 25, вып. 4. – С. 256 – 266.
- Всехсвятский С.К., 1950а – Короткопериодическая комета Вольф I и ее происхождение//Публ. КАО. – № 4. – С. 49–65.
- Всехсвятский С.К., 1950б – Короткопериодическая комета Вольф I и ее происхождение//АЖ. – Т. 27, вып. 1. – С. 15 – 20.
- Всехсвятский С.К., 1953 – Новые работы о происхождении комет и теории извержения//Публ. КАО. – № 5. – С. 3–58.
- Всехсвятский С.К., 1958а – Фотометрия комет//Вестн. КГУ. Сер. астрон. – № 1, вып. 1. – С. 135–144.
- Всехсвятский С.К., 1958б – Физические характеристики комет. – М.: Физматгиз. – 575 с.
- Всехсвятский С.К., 1964 – Кометы в период Международного Года Спокойного Солнца. – М.: МГК АН СССР. – 88 с.
- Всехсвятский С.К., 1966 – Физические характеристики комет, наблюдавшихся в 1954–1960 гг. – М.: Наука. – 88 с.
- Всехсвятский С.К., 1967а – Кометы 1961 – 1965 гг. – М.: Наука. – 86 с.
- Всехсвятский С.К., 1967б – Природа и происхождение комет и метеорного вещества. – М.: Просвещение. – 183 с.
- Всехсвятский С.К., 1979 – Физические характеристики комет 1971–1975 гг. – Киев: Наукова думка. – 116 с.
- Всехсвятский С.К., Демченко А.А., Храпач В.П., 1968 – Абсолютная фотометрия и определение типа хвоста кометы Икея – Секи 1965 f //ПКФ. – № 3. – С. 57–65.
- Всехсвятский С.К. и Ильчишина Н.И., 1974 – Физические характеристики комет 1965 – 1970 гг. – М.: Наука. – 112 с.
- Вурм, 1934 – Wurm K. Beitrag zur Dentung der Vorgänge in Kometen. I.//Zs. f. Af. – Bd 8, Nr. 4. – S. 281–291.
- Вурм, 1943 – Wurm K. Natur der Kometen//Mitteilungen Hamburger Sternwarte Bergedorf. – Bd 8, Nr. 51. – S. 57–92.
- Вурм, 1963 – Wurm K. The Physics of Comets//MMC. – P. 573–617.

- Вурм и Мекке, 1934 – Wurm K. und Mecke R. Zur Dentung des Anregungsmechanismus von Kometen, Polar und Nachthimmellichte//Zs. f. Af. – Bd 8, Nr. 2. – S. 96–101.
- Гельмих и Келлер, 1981 – Hellmich R., Keller H.U. Coma opacity and surface contrast in the Comet Halley dust and gas environment//ESA SP-174. – P. 41–46.
- Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г., Кваша В.Б., 1967 – Основы техники псевдооживления. – М.: Химия, 664 с.
- Герасимов и др., 1973 – Курс физической химии: Т. II/Герасимов Я.И., Древинг В.П., Еремин Е.Н., Киселев А.В., Лебедев В.П., Панченков Г.М., Шлыгин А.И.–М.:Химия . 623 с.
- Герелс, 1979 – Geherls T., ed. Asteroids. – Tucson: Univers. Arizona Press. – 1182 p.
- Герцберг и Лю, 1974 – Herzberg G., Lew L. Tentative identification of the H_2O^+ ion in Comet Kohoutek//A. & A. – V. 31, No. 1. – P. 123–124.
- Герцберг, 1976 – Herzberg G. Cometary spectra and related topics//Mém. Soc. Roy. de Liège. – 6^e ser. – V. IX. – P. 115–132.
- Гершель, 1912 – The Scientific Papers of Sir William Hershel. II. – London: Royal Society & Royal Astronomical Society. – 597 p.
- Гетли и др., 1974 – Gatley I., Becklin E.E., Neugebauer G., Werner M.W. Infrared observations of Comet Kohoutek//Icarus. – V. 23, No. 4. – P. 561–565.
- Гинзбург В.Л., 1967 – Распространение электромагнитных волн в плазме. – Изд. 2-е, перераб. – М.: Физматгиз. – 552 с.
- Гирифельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р., 1961 – Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: ИЛ. – 929 с.
- Глюкауф, 1964 – Gluekauf E. Heats and entropies of ions in aqueous solution//Trans. Faraday Soc. – V. 60, pt. 3. – P. 572–577.
- Голчек, 1894 – Holetschek J. Ueber die Berechnung von Kometen-Helligkeiten, insbesondere für periodische Kometen//AN.–Bd. 135, Nr. 3237.–S. 377–382.
- Голубев В.А., 1975 – Распад кометных ядер. I. Каталог распавшихся комет//ПКФ.– № 10. – С. 23–33.
- Гольдрайх и Уорд, 1973 – Goldreich P., Ward W.R. The formation of planetesimals//Ap. J. – V. 183, No. 3. – P. 1051–1061.
- Гольдтиг М.А., 1972 – Элементарная теория кипящего слоя// Журнал прикладной мех. и технич. физики. – № 6. – С. 106–112.
- Гораны и др., 1984 – Horanyi M., Gombosi T.T., Gravens T.E., Korosmezey A., Kecske-mety K., Nagy A.F., and Szegő K. The friable sponge model of a cometary nucleus//Ap. J. – V. 278, No. 1. – P. 449–455.
- Грановский В.Л., 1952 – Электрический ток в газе. Т. I. – М.; Л.: Физматгиз. – 432 с.
- Гринберг М., 1978 – Межзвездная пыль. – М.: Мир. – 199 с.
- Гринберг Р. и др., 1978 – Greenberg R., Wacker J.F., Hartmann W.K., and Chapman C.K. Planetesimals to planets: Numerical simulation of collisional evolution//Icarus. – V. 35, No. 1. – P. 1–26.
- Гринштейн, 1965 – Greenstein J.L. Nuclear processes in comets//NOC. – P. 483–488.
- Гроот С.Р., 1956 – Термодинамика необратимых процессов. – М.: Гостехиздат. – 280 с.
- Грушка, 1957а – Hruska A. Relation Photometric parameters of comets//VAC. – V. 8, No. 1. – P. 10–16.
- Грушка, 1957б – Relation between loss of cometary substance and nucleus temperature// VAC. – V. 8, No. 1. – P. 47–50.
- Грушка и Ванысек, 1958 – Hruska A., Vanysek V. Physical properties of comets based on photometrical data//Publ. Astr. Inst. Czechoslov. Acad. Sci. – N. 34–42. – P. 345–386.
- Гуревич и др., 1974 – Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону/Гуревич Л.В., Карачевцев Г.В., Кондрагьев В.Н., Лебедев Ю.А., Медведев В.А., Потапов В.К., Ходаев Ю.С. – М.: Наука. – 351 с.
- Гуревич М.М., 1968 – Введение в фотометрию. – Л.: Энергия. – 244 с.
- Густафсон и Линдхолм, 1960 – Gustafson E., Lindholm E. Ionization and dissociation of H_2 , N_2 , and CO in charge exchange collisions with positive ions//Arkiv för Fysik. – V: 18, No. 13. – P. 219–239.
- Давыдов В.Д., 1981 – О возможном механизме происхождения периодических комет//Космич. исслед. – Т. 19, № 5. – С. 749–762.

- Давыдов В.Д.*, 1983 – Групповая структура ядра некоторых молодых комет на стадии быстрой эволюции: генетическое обоснование, структурная модель и расшифровка косвенных признаков. – Препринт ИКИ АН СССР, Пр-809.–72 с.
- Дайхмюллер*, 1982 – Deichmüller Fr. Ueber die Verausberechnung der Cometen-Helligkeiten //AN. – Bd 131, Nr. 3123. – S. 33–42.
- Данилов А.Д. и Власов М.Н.*, 1973 – Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 190 с.
- Данхэм и Мейли*, 1977 – Dunham D.W., Maley P.D. Possible observation of satellite of a minor planet//Occultation Newsletter. N. 1, – P. 115–117.
- Дебай*, 1908 – Debye P. The electromagnetic field surrounding cylindre, and the theory of rainbow//Physicalische Zeitschrift. – Nr. 9. S. 775.
- Дебай*, 1909 – Pressure of light on spheres of specified material//Annalen der Physik. – Bd 30, Nr. 1. – S. 57–136.
- Деву и Соморджи*, 1971 – Devy J.G., Somorjai G.A. Studies of the vaporization of ice single crystals//J. Ch. Ph. – V. 55. No. 8. – P. 3624–3636.
- Дегевей и Тедеско*, 1982 – Degewij J., Tedesco E.F. Do comets evolve into asteroids? Evidence from physical studies//Comets. – P. 665–695.
- Дейвис*, 1984 – Davies J.K. Observation of comets IRAS observation of comets//Observations of comets: radio and otherwise/Ed. M.K. Bird. – P. 21–35.
- Дейвис и Либби*, 1964 – Davies D.R., Libby W.F. Positive-ion chemistry: High yields of heavy hydrocarbons from solid methane by ionizing radiation//Science. – V. 144, No. 3621. – P. 991–992.
- Дейрменджан Д.*, 1971 – Рассеяние света электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 165 с.
- Дельзем*, 1966а – Delsemme A.H. Occurrence des hydrates de gaz dans les noyaux cométaires//NOC. – P. 69–76.
- Дельзем*, 1966б – Delsemme A.H. Vers un modèle physico-chimique du noyau cométaire//NOC. – P. 77–110.
- Дельзем*, 1972 – Delsemme A.H. Nature and origin of cometary heads//CSDM. – P. 32–47.
- Дельзем*, 1973 – Delsemme A.H. The brightness law of comets//Ap. Letters. – V. 14, No. 3. – P. 163–167.
- Дельзем*, 1975а – Delsemme A.H. Physical interpretation of the brightness law of Comet Kohoutek//Comet Kohoutek/Ed. G.A. Gary. – Washington: NASA SP-355. – P. 195–203.
- Дельзем*, 1975б – Delsemme A.H. The volatile fractions of the cometary nuclei//Icarus. – V. 24, No. 1. – P. 95–110.
- Дельзем*, 1976 – Delsemme A.H. Chemical nature of the cometary snows//Mém. Soc. Roy. des Sci. de Liège. – 6^e ser. – V. IX. – P. 135–145.
- Дельзем*, 1982 – Delsemme A.H. Chemical composition of cometary nuclei Comets. 85–130.
- Дельзем и Венгер*, 1970 – Delsemme A.H., Wenger A. Physico-chemical phenomena in comets. I. Experimental study of snows in a cometary environment//PSS. – V. 18, No. 5. – P. 709–715.
- Дельзем и Миллер*, 1970 – Delsemme A.H., Miller D.C. Physico-chemical phenomena in comets. II. Gas absorption in the snows of the nucleus//PSS. – V. 18, No. 5. – P. 717–730.
- Дельзем и Миллер*, 1971 – Delsemme A.H., Miller D.C. Physico-chemical phenomena in comets. III. The continuum of Comet Burnham//PSS. – V. 19, No. 10. – P.1229–1258.
- Дельзем и Руд*, 1971. – Delsemme A.H., Rud D.A. Low-temperature condensates in comets//Comets, Meteoroids, Meteorites/Ed. A.H. Delsemme. – P. 529–535.
- Денгель и Риль*, 1963 – Dengel O., Riehl N. Diffusion von Protonen (Tritonen) in Eiskristallen//Phys. der Kondensierten Mater. – Bd 1, H. 3. – S. 191–196.
- Джайядевайя Т. и Ванселов Р.*, ред., 1977 – Новое в исследовании поверхности твердого тела. – М.: Мир, т. I – 314 с., т. II – 372 с.
- Джексон и Донн*, 1966 – Jackson W.M., Donn B. Collisional process in the inner coma//Nature NOC. – P. 133–140.
- Джексон*, 1976 – Laboratory observations of the photochemistry of parent molecules: A review//SC. – P. 679–702.
- Дженкинс и Вингерг*, 1972 – Jenkins E.B., Wingert D.W. The Lymanalpha image of Comet Tago-Sato-Kosaka (1969g)//Ap.J. – V. 174, No. 3. – P. 697–704.

- Джонсон Ф.С., ред., 1966 — Околосолнечное космическое пространство: Справочные данные. — М.: Мир. — 192 с.
- Добровольский О.В., 1949а — Статистика кометных появлений за 100 лет: 1850 — 1949 гг.//Цирк. СтАО. — № 74 — 75. — С. 1 — 3.
- Добровольский О.В., 1949б — О природе показателя n в законе интегральной яркости комет С.В. Орлова//Цирк. СтАО. — № 70—71. — С. 5—8.
- Добровольский О.В., 1950 — Интегральная визуальная яркость головы кометы//Тр. СтАО. — Т. III, вып. 1. — С. 42—57.
- Добровольский О.В., 1952 — К теории кометных форм: Ч. I //Бюл. СтАО. — № 5. — С. 3—16.
- Добровольский О.В., 1953а — К теории кометных форм: Ч. II//Бюл. СтАО. — № 7.— С. 3—25.
- Добровольский О.В., 1953б — К теории кометных форм: Ч. III//Бюл. СтАО. — № 8.— С. 3—20.
- Добровольский О.В., 1954 — К фотометрии комет//Бюл. СтАО. — № 9. — С. 3 — 12.
- Добровольский О.В., 1955 — Корпускулярное излучение Солнца как вероятный фактор образования галосов в кометах//АЖ. — Т. 32, вып. 6. — С. 514 — 517.
- Добровольский О.В., 1956 — К вопросу о тепловом режиме поверхностного слоя ядра кометы//Бюл. ИАФ. — № 15. — С. 3 — 9.
- Добровольский О.В., 1961 — Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность. — Душанбе: Изд-во АН ТаджССР. — 193 с.
- Добровольский О.В., 1964 — Вариант свободнорадикального механизма вспышек блеска комет//Бюл. ККМ № 9. — С. 9 — 11.
- Добровольский О.В., 1966а — Кометы. — М.: Наука. — 288 с.
- Добровольский О.В., 1966б — Визуальная фотометрия комет//Пробл. ком. фотометрии. — С. 15 — 20.
- Добровольский О.В., 1980 — Реактивное самозакручивание как одна из причин распада кометных ядер//КМ № 2. — С. 3 — 11.
- Добровольский О.В. и Ибадинов Х., 1971 — Разрушение поверхностной пылевой матрицы кометного ядра//ДАН ТаджССР. — Т. IX, № 12. — С. 16 — 19.
- Добровольский О.В., Каймаков Е.А., Матвеев И.Н., 1977 — Молекулы межзвездной среды и кометных ядер//КМ. — № 26. — С. 3 — 8.
- Добровольский и Маркович, 1972 — Dobrovolski O.V., Markovich M.Z. On non-gravitational effects in the class of models for cometary nuclei//MEOOC. — P. 287 — 293.
- Долгинов А.З., 1967 — Образование пылинок в атмосфере кометы в результате конденсации газа//АЖ. — Т. 44, вып. 2. — С. 434 — 438.
- Долгинов А.З., 1972 — Dolginov A.Z. Physical processes in cometary atmospheres//MEOOC. — P. 260 — 264.
- Дольфус А., ред., 1974 — Планеты и спутники. — М.: Мир, 578 с.
- Донн, 1963 — Donn V. The origine and structure of ice cometary nuclei//Icarus. — V. 2, No. 5. — P. 396—402.
- Донн, 1976 — Donn V. The nucleus: Panel discussion//SC. — P. 611 — 621.
- Донн и Сирс, 1963 — Donn V., Sears G.W. Planets and comets: Role of cristall growth in their formation//Science. — V. 140, No. 3542. — P. 1208 — 1211.
- Донн и Юри, 1956 — Donn V., Urey H.C. On the mechanism of the comet outbursts and the chemical composition of comets//AP. J. — V. 125, No. 2. — P. 339 — 342.
- Дорман Л.И., 1975 — Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. — М.: Наука. — 462 с.
- Дорман Л.И. и Мирошниченко Л.И., 1968 — Солнечные космические лучи. — М.: Наука, 468 с.
- Дробышевский Э.М., 1978 — Drobyshevski E.M. The origin of the Solar system: Implications for transplutonian planets and the nature of the long-period comets//MP. — V. 18, No. 2. — P. 145 — 194.
- Дробышевский Э.М., 1979а — Drobysnevski E.M. Magnetic field of Jupiter and volcanism and rotation of the Gallileian satellites//Nature. — V. 282, No. 5741. — P. 811 — 813.
- Дробышевский Э.М., 1979б — Вулканизм Ио и магнетизм Юпитера//КД. — № 246. — С. 4.
- Дробышевский Э.М., 1980а — История Титана, колец и магнитного поля Сатурна и природа короткопериодических комет. — Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР № 674. — Л. — 55 с.

- Дробышевский Э.М.*, 1980 – Эруптивная эволюция галилеевых спутников: Выводы о древнем магнитном поле Юпитера. – Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР № 675. – Л. – 17 с.
- Дубяго А.Д.*, 1942 – О некоторых вопросах движения, структуры и распада комет// АЖ. – Т. 19, вып. 1. – С. 14 – 62.
- Дубяго А.Д.*, 1948 – О вековом ускорении движения периодических комет//АЖ. – Т. 25, вып. 5. – С. 361–368.
- Дубяго А.Д.*, 1950 – О строении ядер комет и об образовании метеорных потоков// АЖ. – Т. 27, вып. 1. – С. 5–14.
- Дюфе*, 1937 – Dufay J. L'azote dans les spectres cometaires//Comptes rendus. – V. 204. – P. 744 – 746.
- Дэвидсон И.Ф. и Харрисон Д.*, ред., 1974 – Псевдооживление. – М.: Химия. – 725 с.
- Егибеков П.*, 1966 – К вопросу о модели ядра кометы//Бюл. ИАФ. – № 48. – С. 25 – 31.
- Егибеков П.*, 1970 – Одна из возможных причин асимметрии кривых блеска комет относительно перигелия//Бюл. ИАФ. – № 53. – С. 24 – 30.
- Егибеков П.*, 1972 – Температура вращающегося ядра кометы//КМ. – № 2. – С. 3–17.
- Емиленко А.С. и Толстобров В.Г.*, 1981 – Рассеяние света полидисперсным золем. – М.: Наука. – 212 с.
- Жигер и Хюбнер*. 1978 – Giguere P.T., Huebner W.F. A model of comet comae. I. Gas phase chemistry in one dimension//Ap. J. – V. 223, No. 2. – P. 638 – 654.
- Зайлик и Райт*, 1974 – Zeilik M., Wright E.L. Infrared photometry of Comet Kohoutek// Icarus. – Т. 23, No. 4. – P. 577 – 579.
- Занстра*, 1928 – Zanstra H. The excitation of line and band spectra in comets by sunlight// MN. – V. 89, No. 2. – P. 178 – 197.
- Зацепина Г.Н.*, 1969 – К вопросу о движении ионов H_2O^+ и OH^- во льду и в воде// Журн. структурной химии. – Т. 10, № 2. – С. 211 – 217.
- Зацепина Г.Н.*, 1974 – Свойства и структура воды. – М.: Изд-во МГУ, 168 с.
- Зейтц Ф.*, 1949 – Современная теория твердого тела. – М.; Л.: Гостехиздат. – 736 с.
- Зельдович Я.Б. и Райзер Ю.П.*, 1966 – Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука. – 686 с.
- Ибадинов Х. и Каймаков Е.А.*, 1970 – Образование и разрушение пылевых матриц при сублимации водяного льда//КМ. – № 19. – С. 20 – 24.
- Ибен*, 1965 – Iben I, Jr. Stellar evolution. I: The approach to the main sequence//Ap. J. – V. 141, No. 3. – P. 993–1018.
- Иванов В.С.*, 1967 – Радиационная полимеризация. – Л.: Химия, 232 с.
- Идьё и др.*, 1976 – Статистические методы в экспериментальной физике//Идьё В., Драйард Д., Джеймс Ф., Рус М., Садуле Б. – М.: Атомиздат. – 335 с.
- Ип*, 1974 – Ip W.-H. Planetary accretion in jet streams//ASS. – V. 31, No. 1. – P. 57 – 80.
- Ип и Мендис*. 1974 – Ip W.-H., Mendis A. On the effect of accretion and fragmentation in interplanetary matter streams//ASS. – V. 30, No. 1. – P. 233 – 241.
- Ирвин и Поллак*, 1968 – Irvine W.D., Pollack J.B. Infrared optical properties of water and ice spheres//Icarus. – V. 8, No. 2. – P. 324 – 360.
- Ирвин и др.*, 1984 – Radioastronomical observations of Comet IRAS-Araki-Alcock (1983d) and Sugano-Saigusa-Fujikava (1983e)//Irvine W.M., Abraham Z., A'Hearn M.F., Altenhoff W., Anderson Ch., Bailey J., Batrla W., Baudry A., Boekelee-Morvan D., Chin G., Crovisier J., de Pater I., Despois D., Ekelund L., Gerard E., Hasegawa T., Heiles C., Hollis J.M., Huchtmeier W., Kaifu N., Lavreault R., Masson C.R., Palmer P., Perault M., Rickard L.J., Sargent A.I., Stumpf P., Sutton E.C., Swade D., Stevens M., Stumpf P., Surron E.C., Swade D., Sykes M., Turner B., Wade C., Walmisley M., Webber J., Winberg A., Wooten A.//Icarus. – V. 60, No. 1. – P. 215–220.
- Исобе и др.*, 1978 – Isobe S., Saito K., Tomita K., Maihara H. Polarization of the head of Comet 1976VI West//PASJ. 30, No. 4. 687–690.
- Итагаки*, 1964 – Itagaki K. Self-diffusion in single crystals of ice//Solid State Communic. Journ. Phys. Soc. Japan. – V. 19, No. 6. – P. 1081.
- Казанер М.Т.*, 1979 – Теплообмен в низкотемпературных конструкциях. – М.: Энергия. – 255 с.
- Каймаков Е.А.*, 1974 – Возможные родительские молекулы кометных ядер//ПКФ № 9. – С. 141–155.

- Каймаков Е.А. и Ибадинов Х., 1971 – К вопросу о действии света на запыленные льды//КМ. – № 20. – С. 9–13.
- Каймаков Е.А. и Матвеев И.Н., 1977 – Спектроскопическое исследование возможных родительских молекул комет//КМ. – № 26. – С. 9–17. 1979 – Химический состав кометных ядер. – Препринт ИКИ АН СССР, Пр-466. – 14 с.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1967а – Поведение водяного льда в вакууме при низких температурах//КМ. – № 15. – С. 16–20.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1967б – Сублимация водяного льда с пылевыми включениями//КМ. – № 15. – С. 21–25.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1968 – Поведение пылевых частиц при сублимации в системе газ-пыль//АА, № 4. – С. 210.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1969 – Лабораторное моделирование кометных явлений//Труды IV зимней школы по космофизике. – Ч. II. – С. 15–20.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1971а – Влияние электролитов на сублимацию водяных льдов//КМ. – № 20. – С. 3–5.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1971б – Давление продуктов сублимации водяных паров льдов//КМ. – № 20. – С. 6–8.
- Каймаков Е.А. и Шарков В.И., 1972 – Kajmakov E.A., Sharkov V.I. Laboratory simulation of icy cometary nuclei//MEOCC. – P. 308–315.
- Каймаков Е.А., Шарков В.И., Журавлев С.С., 1970 – Лабораторное моделирование кометных явлений. – ВДНХ СССР, 7 с.
- Калверт Дж., Питтс Дж.Н., 1968 – Фотохимия. – М.: Мир, 672 с.
- Калломан и Рамзей, 1957 – Calloman J.H., Ramsay D.A. The flash photolyses of diacetylene//Canadian Journ. Phys. – V. 35. No. 2. – P. 129–133.
- Камерон, 1963 – Cameron A.G.W. Formation of the Solar Nebula//Icarus. – V. 18, No. 1. – P. 339–342.
- Камерон, 1973 – Cameron A.G.W. Accumulation process in the primitive Solar Nebula//Icarus. – V. 18, No. 3. – P. 377–456.
- Камерон и Пайн, 1973 – Cameton A.G.W., Pine M.K. Numerical model of the primitive Solar Nebula//Icarus. – V. 18, No. 3. – P. 377–406.
- Каплан И.Г., 1982 – Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий. – М.: Наука. – 311 с.
- Каррузерс и др., 1974 – Carruthers G.R., Opal C.B., Page T.L., Meier R.R. and Prins D.K. Luman-alpha imaginary of Comet Kohoutek//Icarus. – V. 23, No. 4. – P. 526–567.
- Кебарле, 1968 – Kebarle P., Mass-spectrometric study of insolvent molecular interaction in the gas phase//Mass-spectrometry in inorganic chemistry (Advances in Chemistry ser. 72), P. 24–47.
- Кебарле и др., 1967 – Kebarle P., Searles S.K., Zolla A., Scarborough J., Arshadi M. The solvation of the hydrogen ion by the water molecules in the gas phase. Heats end entropies of solvation of individual reactions $H^+(H_2O)_{n-1} + H_2O - H^+(H_2O)_n$ //Journ. Amer. Chem. Soc. – V. 89, No. 25. – P. 6393–6399.
- Келлер, 1976 – Keller H.U. The interpretation of ultraviolet observations of comets//Space Sci. Review. – V. 18, No. 5–6. – P. 641–684.
- Келлер и Лилли, 1976 – Keller H.U., Lillie C.F. The gas production of Comet Bennett//SC. – P. 323–333.
- Кельцев Н.В., 1984 – Основы адсорбционной техники. – М.: Химия. – 522 с.
- Кемп, Кишеник и Арнольд, 1967 – Camp P.R., Kiszzenick W., Arnold D.A. Electrical conduction in ice//CRREL Res. Rep. 198. – U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory. – 59 p.
- Кемпинс и др., 1981 – Campins H., Gradie J., Lebofsky M., Rieke G.H. Infrared observations of faint comets//Modern Observ. Techniques for comets/Ed. J.C. Brandt. – Pasadena: JPL. – P. 83–92.
- Кемпинс, Рике и Лебофский, 1982 – Campins H., Rieke G.H., Lebofsky M.J. Infrared photometry of periodic comets//Icarus. – V. 51, No. 3. – P. 461–465.
- Кендалл М.Дж., Стьюарт А., 1966 – Теория распределений. – М.: Наука. – 587 с.
- Кидяров Б.И., 1979 – Кинетика образования кристаллов из жидкой фазы. – Новосибирск: Наука. – 134 с.
- Кильчевский Н.А., 1949 – Теория соударений твердых тел. – М.; Л.: ГТТИ. – 254 с.

- Ким и Хантресс*, 1975 – Kim J.K., Huntress W.T. Ion cyclotron resonance studies on the reaction of H_2O^+ and O_2^+ ions with various simple molecules and hydrocarbons//J. Ch. Ph. – V. 62, No. 7. – P. 2820–2825.
- Киселев Н.Н.*, 1982 – Поляриметрические и фотометрические исследования комет. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. – Киев, 18 с.
- Киселев Н.Н. и Чернова Г.П.*, 1978 – Поляризация излучения кометы Веста (1975н)// АЖ. – Т. 55, вып. 5. – С. 1060–1071.
- Киселев Н.Н. и Чернова Г.П.*, 1979 – Фотометрические и поляризационные наблюдения кометы Швассмана – Вахмана I во время вспышек//ПАЖ. – Т. 5, № 6. – С. 294–299.
- Киселев Н.Н. и Чернова Г.П.*, 1981 – Kiselev N.N., Chernova G.P. Phase function of polarization and brightness and the nature of cometary atmosphere particles//Icarus. – V. 48, No. 3. – P. 473–481.
- Киссель и др.*, 1986 – Kissel J., Sagdeev R.Z., Bertraux et al. – Composition of comet Halley dust particles from Vega observations//Nature. – 1986. – V. 321, No. 6067. – P. 276–277.
- Киссель и др.*, 1986 – Kissel J., Brownlee, Büchler K. et al. Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations//Ibid. – P. 336–337.
- Кларк*, 1971 – Clarke D. Polarization measurements of the head of Comet Bennett (1969i)//A. & A. – V. 14, No. 1. – P. 90–94.
- Клайман, Ли и Лоу*, 1971 – Kleimann D.E., Lee T., Low F.J. Infrared observation of Comets 1969g and 1969i//Ap. J. – V. 165, No. 3. – P. 633–636.
- Клинггер*, 1981 – Klinger J. Some consequences of a phase transition of water ice on the heat balance of comet nuclei//Icarus. – V. 47, No. 3. – P. 320–324.
- Кнаке О. и Странский И.Н.*, 1959 – Механизм испарения//УФН. – Т. 68, № 1. – С. 261–305.
- Коваль, Лиллер и Марсден*, 1979 – Koval E.T., Liller W. and Marsden B.G. The discovery and orbit of (2060) Chiron Dynamics of the Solar System/Ed. R.L. Duncombe. – Dordrecht: D. Reidel. – P. 245–250.
- Код, Хоук и Лилли*, 1970 – Code A.D., Houck T.E., Lillie C.F. Comet Tago–Sato–Kosaka (1969g)//IAU Circ. – No. 2201.
- Код, Хоук и Лилли*, 1972 – Code A.D., Houck T.E., Lillie C.F. Ultraviolet observations of comets//Scientific Results from Orbiting Astron. Observatory (OAO-2)/Ed. A.D. Code. – NASA SP-310. – Washington. – P. 109–114.
- Кокрен и Макколл*, 1980 – Cochran A.L., McCall M.L. Spectrophotometric observation of Comet Bowell (19801)//ПАСР. – V. 92, No. 550. – P. 854–857.
- Комб и др.*, 1986 – Combes M., Moroz V.L., Crifo J.F. et al. Infrared sounding of comet Halley from Vega I//Nature. – 1926. – V. 321, No. 6067. – P. 266–268.
- Комби*, 1978 – Combi M.R. Convolution of cometary brightness profile by circular diaphragms//A.J. – V. 83, No. 11. – P. 1459–1466.
- Конкой*, 1884 – Konkoly P. Vorläufige spectroscopische Beobachtung des Cometen Pons–Brooks//AN. – Bd 107, Nr. 25. – S. 41–42.
- Коноплева В.П.*, 1953 – Дополнение к общему каталогу абсолютных величин комет С.К. Всехсвятского//Публ. КАО. – № 3. – С. 55–76.
- Коноплева В.П.*, 1953 – Об изменении блеска короткопериодических комет Брорзена I и Брукса II//Публ. КАО. – № 5. – С. 59–82.
- Коноплева В.П.*, 1954 – К вопросу об изменении абсолютных величин комет: Материалы V Всесоюзного пленума Комиссии по кометам и метеорам Астрономического совета АН СССР. – Сталинабад: Изд. АН ТаджССР. – С. 33–41.
- Коноплева В.П.*, 1959 – Распределение яркости в голове кометы 1951I Шомасса//Публ. КАО. – № 8. – С. 53–68.
- Коноплева В.П.*, 1961 – Распределение яркости в головах комет 1948I Бестера и 1948IV Хонда – Бернаскони//Публ. КАО. – № 9. – С. 44–58.
- Коноплева В.П.*, 1962 – Распределение поверхностной яркости и объемной светимости в головах комет 1955f Бахарева и 1955g Хонда//Публ. КАО. – № 11. – С. 59–69.
- Коноплева В.П.*, 1966 – Распределение поверхностной яркости и объемной светимости в головах комет//Пробл. ком. фотометрии. – С. 77–91.
- Коноплева В.П.*, 1967 – Активные процессы в кометных ядрах//Активные процессы в кометах. – Киев: Наукова думка. – С. 57–68.

- Коноплева В.П. и Шульман Л.М., 1972 – Konopleva V.P., Shulman L.M. On the sizes of cometary nuclei//МЕОС. – P. 277–282.
- Коноплева В.П. и Шульман Л.М., 1980а – Радиусы ядер 30 короткопериодических комет//КЦ. – № 258. – С. 3–4.
- Коноплева В.П. и Шульман Л.М. 1980б – Радиусы ядер периодических комет ($P < 200$ лет)//КЦ. – № 260. – С. 1–3.
- Конузй Б.Е., 1967 – Современные аспекты электрохимии. М.: Мир. – С. 55.
- Костякова Е.Б., 1966 – Абсолютная спектрофотометрия кометы Аренда –Роланда (1956h)//Пробл. ком. фотометрии. – С. 65–76.
- Краснопольский В.А. и др., 1986 – Krasnopolsky V.A., Gogoshev M., Moreels G. et al. Spectroscopic study of Comet Halley by the Vega 2 three channel spectrometer//Nature. – 1926. – V. 321, No. 6067. – P. 269–270.
- Кресак, 1965 – Kresak L. On two aspect the secular variations in the absolute brightness of periodic comets//BAC. – V. 16, No. 6. – P. 348–355.
- Кресак, 1966 – Kresak L. On two aspects of evolution of short-periodic comets//NOC. – 1966. – P. 459–468.
- Кресак, 1973 – Kresak L. The cometary and asteroidal origin of meteors//Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids/Eds. C.L. Hemenway, P.M. Millman and A.F. Cock. – Washington: NASA SP – 319. – P. 331–341.
- Кресак, 1974 – Kresak L. The origin and the brightness decrease of comets//BA. – V. 25, No. 2. – P. 87–112.
- Кресак, 1979 – Kresak L. Dynamical interrelations among comets and asteroids//Asteroids/Ed. T. Gehrels. – Tucson: Univ. Arizona Press. – P. 289–309.
- Кресак, 1980 – Kresak L. Dynamics, interrelations and evolution of the system of asteroids and comets//MP. – V. 21, No. 1. – P. 83–98.
- Кресак, 1981 – Kresak L. Evolutionary aspects of the splits of cometary nuclei//BAC. – V. 32, No. 1. – P. 19–40.
- Критцингер, 1914 – Kritzinger H.H. Gesets mäs sigkeiten in der Helligkeitsänderung und Schweifentfaltung der grossen Kometen//AN. – Bd 199, Nr. 4760. – S. 121–132.
- Кришнасвами, 1957 – Krishna Swami K.S. On the observed polarization of Comet Ikeya – Seki (1965 VIII)//ASS. – V. 57, No. 2. – P. 491–497.
- Кришнасвами и Донн, 1967 – Krishna Swami K.S., Donn B. An analyses of infrared observations of cometary continua//Ap. J. – V. 72, No. 7. – P. 831–832.
- Кришнасвами и Донн, 1979 – Krishna Swami K.S., Donn B. An analysis of the infrared continua of comets. II. Comet Kohoutek//AJ. – V. 84, No. 5. – P. 692–697.
- Кришнасвами и О'Делл, 1977 – Krishna Swami K.S., O'Dell C.R. Statistical equilibrium in cometary C_2 //Ap. J. – V. 216, No. 1. – P. 158–164.
- Кролл Н. и Трайвелис А., 1975 – Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат. – 526 с.
- Кудрин Л.П., 1974 – Статистическая физика плазмы. – М.: Атомиздат. – 496 с.
- Кулик П.П., Норман Г.Э., Поллак Л.С., 1976 – Химические и физические кластеры//Химия-высоких энергий. – Т. 10, № 3. – С. 203–219.
- Кун и Тюркауф, 1958 – Kuhn W., Thürkauf M. Isotopenrennung beim Gefrieren von Wasser und Diffusionkonstanten von D and ^{18}O im Eis//Helvetica Chimica Acta. – Bd 41, Nr. 10. – S. 938–971.
- Купер и Никольс, 1976 – Cooper D.M., Nicholls R.W. Transition probability data for seven band system of C_2 //Spectroscopy Letters. – No. 9(3). – P. 139–155.
- Кулман, 1968 – Koopman D.W. Light-ion charge exchange in atmospheric gases//Phys. Rev. – V. 166, No. 1 – P. 57–62.
- Курчаков А.В., 1960 – Фотометрическое изучение кометы Аренда – Роланда//Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР. – Т. 9. – С. 21–28.
- Кусака, Накано и Хаяси, 1970 – Kusaka T., Nakano T. and Hayashi C. Growth of solid particles in the primordial Solar Nebula//Progress Theor. Phys. – V. 44, No. 6. – P. 1580–1595.
- Кухи, 1964 – Kuhl L.V. Mass loss from T-Tauri stars//Ap. J. – V. 140, No. 4. – P. 1409–1433.
- Лал и Венкатаварадан, 1966 – Lal D., Venkatavaradan V.S. Low-energy protons: Average flux in interplanetary space during the last 100 000 years//Science. – V. 151, No. 3716. – P. 1381–1383.
- Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М., 1976 – Статистическая физика: Ч. I. – Изд. 3-е, дополн. Е.М. Лившицем и Л.П. Пitaевским. – М.: Наука. – 584 с.

- Ларсон Р.Б.*, 1969 – Larson R.B. Numerical calculation of the dynamics collapsing protostar//MN. – V. 145, No. 3. – P. 271–295.
- Ларсон Р.Б.*, 1976 – Расчеты коллапса и образование Солнечной системы//Происх. Солн. системы. – С. 202–220.
- Лебедев Д.П. и Перельман Т.Л.*, 1973 – Тепло- и массообмен в процессах сублимации в вакууме. – М.: Энергия, 336 с.
- Лебедев П.Н.*, 1900 – Lebedev P. Let forces de Maxwell – Bartoli dues a la pression de la lumiere//Congres International de Physique. – Paris. – V. 2. – P. 133–140.
- Лебедев П.Н.*, 1903 – Lebedew P. Die physicalische Ursachen der Abweichungen vom Newtonischen Gravitationsgesetz//Phys. Zeitschrift. – Bd 4, Nr. 1, 1902–1903. – S. 17.
- Лебедев П.Н.*, 1908 – Давление света на газы//Журнал русского физико-химического общества. Часть физ. – Т. 40, вып. 1. – С. 20–21.
- Лебедев П.Н.*, 1910 – Lebedew P. The pressure of light on gases: An experimental study for the theory of comet tails//Ap. J. – V. 31, No. 5. – P. 385–393.
- Левек Д., Вейс Ж.Ж., Ансен Ж.П.*, 1982 – Моделирование классических жидкостей//Методы Монте-Карло в статистической физике/Под ред. К. Билдера. – М.: Мир. – С. 58–137.
- Левин Б.Ю.*, 1943а – Выделение газов из ядра кометы и изменение ее абсолютного блеска//ДАН СССР. – Т. 38, № 1. – С. 82–85.
- Левин Б.Ю.*, 1943б – Выделение газов из ядра кометы и изменение ее абсолютного блеска//АЖ. – Т. 20, вып. 1. – С. 37–48.
- Левин Б.Ю.*, 1947 – Успехи физики комет//Успехи астрон. наук. – Т. 3. – С. 191–225.
- Левин Б.Ю.*, 1948 – Изменени блеска комет в зависимости от их гелиоцентрического расстояния//АЖ. – Т. 25, вып. 4. – С. 246–255.
- Левин Б.Ю.*, 1956 – Физическая теория метеоров. – М.: Изд-во АН СССР, 295 с.
- Левин Б.Ю.*, 1966 – Levin V.J. Are gases evaporated or desorbed from cometary nuclei?//NOC. – P. 65–68.
- Левин Б.Ю.*, 1976 – Пересмотр начальных размеров, массы и момента количества движения протопланетного облака//Происх. Солн. системы. – С. 505–530.
- Леммлейн Г.Г. и Чернов А.А.*, ред. перевода, 1959 – Элементарные процессы роста кристаллов. – М.: ИЛ. – 300 с.
- Ли*, 1972 – Lee T. Infrared measurements of comets//CSDM. – P. 20–22.
- Либби*, 1946 – Libbi W.F. Atmospheric helium three and radiocarbon from cosmic radiation//Phys. Rev. – V. 69, No. 11–12.
- Лиллер*, 1960 – Liller W. The nature of the grain in the tails of comets 1956h and 1957d//Ap. J. – V. 123, No. 3. – P. 867–882.
- Линд С.*, 1965 – Радиационно-химические процессы в газах. – М.: Атомиздат, 211 с.
- Липский Ю.Н.*, 1957 – Поляризация кометы Мркоса (1957d)//АЦ. – № 185. – С. 3–5.
- Литтлтон*, 1948 – Lyttleton R.A. On the origin of comets//MN. – V. 108, No. 6. – P. 465–475.
- Литтлтон*, 1952 – Lyttleton R.A. The origin of comets//Observatory. – V. 72, No. 806. – P. 33–35.
- Литтлтон*, 1953а – Lyttleton R.A. The comets and their origin. – London etc.: University Press. – 143 p.
- Литтлтон*, 1953б – Lyttleton R.A. The origin of comet tails//Mém. Soc. Roy. Liegè. – V. XIII. – P. 391–400.
- Литтлтон*, 1970 – Lyttleton R.A. Comets//Observatory. – V. 90, No. 978. – P. 178–286.
- Литтлтон*, 1972 – Lyttleton R.A. Reality of comet nucleus//CSDM. – P. 16–19.
- Литтлтон*, 1975 – Lyttleton R.A. Developement of a comet as it pursues its orbit//ASS. – V. 34, No. 2. – P. 491–520.
- Литтлтон*, 1977 – Lyttleton R.A. What a cometary nucleus?//Quart. Journ. Roy. Astron. Soc. – V. 12, No. 2. – P. 213–233.
- Литтлтон*, 1979 – Lyttleton R.A. Does a continuous solid nucleus exists in comets?//ASS. – V. 15, No. 1. – P. 175[±]184.
- Ломоносов М.В.*, 1952 – Полное собрание сочинений: Т. 3. – М.; Л.: Изд-во АН СССР. – С. 91–97, 125–133, 149–199.
- Лондон*, 1930 – London F. Über einige Eigenschaften und Anwendungen die Molecular-krafte//Zs. für Physicalische Chem. (B). – Bd 11, Nr. 2/3. – P. 222–251.

- Лорета*, 1934 – Loretta E. Nota sulla stella variabile R Coronidi B//AN. – Bd 254, Nr. 1. – S. 151.
- Лу Иньчан и Монеи*, 1980 – Lo Yin Chan, Mohnen V.A. Ion nucleation theory//Journ. of Atmosph. Science. – V. 37, No. 10. – P. 2323–2331.
- Люк Ю.*, 1980 – Специальные математические функции и их аппроксимации. – М.: Мир. – 608 с.
- Маас, Ней и Вольф*, 1970 – Maas R.W., Ney E.P., Wolf N.F. The 10-micron emission peak of Comet Bennett 1969i//Ap. Lett. – V. 160, No. 1. – P. 149–53.
- Мазец и др.*, 1986 – Mazets E.P., Aptekar R.L., Golencskii S.V. et al. Comet Halley dust environment from SP-2 detector measurements//Nature. – V. 321, No. 6067. – P. 276–277.
- Майер*, 1972 – Myer T.D. Direct infrared measurement of thermal radiation from molecules of Comet Bennett//Ap. J. – V. 175, No. 1. – P. 149–53.
- Майзель*, 1969 – Meisel D.D. On the secular decrease of periodic comets//PASP. – V. 81, No. 478. – P. 65–67.
- Майзель*, 1970 – Meisel D.D. An investigation of the brightness of two comets//AJ. – V. 75, No. 3. – P. 252–257.
- Майзель и Моррис*, 1976 – Meisel D.D., Morris C.S. Comet brightness parameters: Definition, determination and correlations//SC. – P. 410–444.
- Мак-Даниель И.*, 1967 – Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир. – 832 с.
- Максвелл Дж.К.*, 1954 – Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Изд-во АН СССР. – С. 341–361.
- Малков и др.*, 1973 – Справочник по физико-техническим основам криогеники/Малков М.П., Данилов И.В., Зельдович А.Г., Фрадков А.В. – М.: Энергия. – 392 с.
- Маркович М.З.*, 1957 – К вопросу о поверхностной температуре вращающегося ядра кометы//Бюл. СтАО. – № 20. – С. 29–36.
- Маркович М.З.*, 1958 – Теплопроводность поверхностного слоя ядер комет//Бюл. ИАФ. – № 25. – С. 3–18.
- Маркович М.З.*, 1959 – Температура кометных ядер и изменение яркости комет с гелиоцентрическим расстоянием//Бюл. ИАФ. – № 28. – С. 25–36.
- Маркович М.З.*, 1961 – Температура ядер комет с большими афелийными расстояниями//Бюл. ККМ. – № 6. – С. 25–31.
- Маркович М.З.*, 1963 – Движение пылевых частиц в голове кометы//Бюл. ККМ. – № 8. – С. 11–14.
- Маркович М.З.*, 1969 – К вопросу о пылевой компоненте кометной атмосферы//АА. – № 4. – С. 163–173.
- Маркович М.З.*, 1974 – Определение температуры ядра кометы по наблюдениям ее блеска//ККМ. – № 23. – С. 12–17.
- Маркович М.З. и Туленкова Л.Н.*, 1968 – Температура ледяного ядра кометы вблизи Солнца//ПКФ. – № 3. – С. 25–29.
- Марсен*. 1968 – Marsden B.G. Comets and nongravitational forces/AJ. – V. 75, No. 3. – P. 367–379.
- Марсен*, 1971 – Marsden B.G. Evolution of comets into asteroids?//Physical Studies of Minor Planets/Ed. T. Gehrels. – Washington: NASA SP-267. – P. 413–421.
- Марсен*, 1972 – Marsden B.G. Comets orbits: Predictions, nongravitational effects//CSDM. – P. 123–141.
- Марсен, Секанина и Йоманс*, 1973 – Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D.K. Comets and nongravitational forces. V//AJ. – V. 78, No. 2. – P. 211–225.
- Мартель*, 1960 – Martel M.-T. Variations de la polarization observee du 18–19 Août dans la comète 1957d pour des regions situées à moins de 4' du noyau//Ann. d'Astroph. – V. 23, No. 3. – P. 480–497.
- Мацура*, 1975 – Matsuura O.T. Prediction, in a stationary state, of solid material in a coma of cometary nuclei under the action of solar radiation//ASS. – V. 41, No. 1. – P. 195–211.
- Мейсон Э. и Сперлинг Т.*, 1972 – Виральное уравнение состояния. – М.: Мир. – 280 с.
- Мендис и Брин*, 1977 – Mendis D.A., Brin G.D. On the monochromatic brightness of comets. II. Core-mantle model//The Moon. – V. 17, No. 4. – P. 359–372.
- Мендис и Брин*, 1978 – Mendis D.A., Brin G.D. On the monochromatic brightness variation of comets//MP. – V. 18, No. 1. – P. 77–89.

- Меррил*, 1974 – Merrill K.K. 8–13 m spectrophotometry of Comet Kohoutek//Icarus. – V. 23, No. 4. – P. 566–567.
- Мессис Г.*, 1979 – Отрицательные ионы. – М.: Мир. – 754 с.
- Ми*, 1908 – Mie G. Optics of turbid media//Annalen der Physik. – Bd 25, Nr. 3. – S. 377–445.
- Миллер*, 1961 – Miller S.L. The occurrence of gas hydrates in the Solar System//Proc. National Academy of Sciences U.S. – V. 47, No. 11. – P. 1798–1808.
- Миннаэрт*, 1947 – Minnaert M.G.J. On the temperature of cometary nuclei//Proc. Koninklijke Nederlandse Acad. van Wetenschappen. – V. 50, No. 8. – P. 825–835.
- Мирзоян Л.В. и Хачикян Э.Е.*, 1959а – Исследование кометы Мркоса 1957d//Сообщ. Бюраканской обсерв. – № 26. – С. 35–52.
- Мирзоян Л.В. и Хачикян Э.Е.*, 1959б – Исследование кометы Мркоса 1957III//Сообщ. Бюраканской обсерв. – № 27. – С. 15–30.
- Миснар А.*, 1968 – Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. – М.: Мир. – 464 с.
- Митропольский А.К.*, 1977 – Техника статистических вычислений. – М.: Наука, 576 с.
- Митчелл, Прасад и Хантресс*, 1981 – Mitchell G.F., Prasad S.S., Huntress W.T. Chemical model calculation of C₂, C₃, CH, CN, OH and NH₂ abundances in cometary comae//Ap. J. – V. 244, No. 3. – P. 1087–1093.
- Михальченко Р.С., Гетманец В.Ф., Архипов К.Т.*, 1972 – Особенности теплообмена в пористом твердом азоте//Инженерно-физический журн. – Т. 23, № 3. – С. 393–400.
- Морабито и др.*, 1979 – Morabito et al. Discovery of currently active extraterrestrial volcanism/Morabito L.A., Synott S.P., Kupferman P.M., and Collis S.A.//Science. – V. 204, No. 4396. – P. 972.
- Моррис*, 1973 – Morris C.S. On the aperture corrections for comet magnitude estimations//PASP. – V. 85, No. 506. – P. 471–477.
- Мохнач Д.О.*, 1938 – О физических процессах в голове кометы//Уч. зап. Ленинградского ун-та. Сер. мат. наук (астрономия). – № 22. – С. 62–78.
- Мохнач Д.О.*, 1956 – Распределение видимой плотности в голове кометы и его влияние на определение элементов орбиты//Бюл. ИТА. – Т. 6, № 5. – С. 269–311.
- Мохнач Д.О.*, 1958а – О нестационарном распределении видимой плотности в голове комет//АЖ. – Т. 35, вып. 4. – С. 605–617.
- Мохнач Д.О.*, 1958б – О формировании газового хвоста кометы//ДАН СССР. – Т. 118, № 5. – С. 891–894.
- Мохнач Д.О.*, 1958в – Общий случай стационарного распределения видимой плотности в голове кометы при условии постоянной изотропной эмиссии//ДАН СССР. – Т. 120, № 6. – С. 1228–1230.
- Мохнач Д.О.*, 1964 – О влиянии фотодиссоциации на распределение поверхностной яркости в углеродной атмосфере кометы//ДАН СССР. – Т. 157, № 2. – С. 309–312.
- Мохнач Д.О.*, 1966а – К исследованию углеродной комы кометы 1959k//ДАН СССР. – Т. 171, № 4. – С. 827–829.
- Мохнач Д.О.*, 1966б – Распределение поверхностной яркости в голове кометы при учете дисперсии начальных скоростей//ДАН СССР. – Т. 171, № 5. – С. 1050–1053.
- Мохнач Д.О.*, 1967 – Об исследовании нейтральной газовой комы кометы//Активные процессы в кометах. – Киев: Наукова думка. – С. 12–20.
- Мохнач Д.О.*, 1968 – О фотодиссоциации молекул C₂ в атмосферах комет//ДАН СССР. – Т. 180, № 4. – С. 817–820.
- Мурзин В.С., Сарычева Л.И.*, 1968 – Космические лучи и их взаимодействие. – М.: Атомиздат. – 392 с.
- Мюллер*, 1884 – Müller G. Ueber einen zweiten werkwürdigen Lichtausbruch an dem Kometen Pons–Brooks//An. – Bd 107, Nr. 2568. – S. 381–384.
- Мюллер*, 1897 – Müller G. Die Photometrie der Gestirne. – Leipzig – 556 S.
- Мюллер П., Нойман П., Шторм Р.*, 1982 – Таблицы математической статистики. – М.: Финансы и статистика. – 278 с.
- Мянес, Грудзинская и Ставиковский*, 1960 – Mianes P., Grudzinska S., Stawikowski A. Observations physiques de la comète periodique Giacobini–Zinner//Annales d'Astrophys. – V. 25, No. 5. – P. 788–796.
- Назарчук Г.К., Шульман Л.М.*, 1982 – Кластеризация комет на диаграмме фотометрический показатель – гелиоцентрическое расстояние//Тезисы докладов Всесоюзной

- конференции по физике и динамике малых тел Солнечной системы. – Душанбе: Дониш. – С. 9 (ЖЦ. – № 290. – С. 3–4).
- Назарчук Г.К., Шульман Л.М.*, 1984а – Эволюция ядра кометы в поле солнечной радиации и ее фотометрическое проявление//КМ. – № 35. – С. 11–18.
- Назарчук Г.К., Шульман Л.М.*, 1984б – О гелиоцентрической зависимости фотометрического параметра комет//КМ. – № 35. – С. 19–26.
- Назарчук Г.К., Шульман Л.М.*, 1984в – Моделирование эволюции ядра в поле солнечной радиации//КМ. – № 35. – С. 27–29.
- Накагава*, 1978 – Nakagawa Y. Statistical behavior of planetesimals in the primitive Solar System//Progr. Theor. Phys. – V. 59, No. 6. – P. 1834–1851.
- Накагава, Накадзава и Хаяси*, 1981 – Nakagawa Y., Nakazawa K., Hayashi C. Growth and sedimentation of dust grains in the primordial nebula//Icarus. – V. 45, No. 3. – P. 517–528.
- Найлс* и др., 1972 – Reactions involved cluster ions/Niles F.E., Heimerl J.M., Keller G.E., Ruchett L.J. – Aeronomy Reprint No. 48. – P. 245.
- Наризная Н.В., Шаховской Н.М., Ефимов Ю.С.*, 1977 – Поляризация излучения кометы Веста (1975п) при малых фазовых углах//АИ. – № 963. – С. 1–2.
- Нарциси и Бейли*, 1965 – Narcisi R.S., Bailey A.D. Mass spectrometric measurements of positive ions at altitudes from 64 to 112 kilometers//Journ. Geophys. Researches. – V. 70, No. 15. – P. 3687–3700.
- Нарциси* и др., 1971 – Narcisi R.S., Bailey A.D., della Lucca L., Sherman C., Thomas D.M. Mass spectrometric measurements of negative ions in the D- and lower E-regions//Journ Atmosph. and Terr. Phys. – V. 33, No. 8. – P. 1147–1159.
- Невская Н.И.*, 1964 – Федор Александрович Бредихин. – М.; Л.: Наука. – 253 с.
- Ней*, 1974а – Ney E.P. Infrared observations of Comet Kohoutek near perihelion//Ap. J. – V. 189, No. 3. – P. L141–143.
- Ней*, 1974б – Ney E.P. Multiband photometry of Comet Kohoutek, Bennett, Bradfield and Encke//Icarus. – V. 24, No. 4. – P. 551–560.
- Ней*, 1975. – Ney E.P. Infrared observation photometry of Comet Kobayashi–Berger–Milon//BAAS. – V. 7, No. 4. – P. 508.
- Ней*, 1982 – Ney E.P. Infrared observation of bright comets in the range 0,5 m to 20 m//Comets. – P. 323–340.
- Ней и Мерилл*, 1976 – Ney E.P., Merril K.M. Comet West and scattering function of cometary dust//Science. – V. 194, No. 4269. – P. 1051–1053.
- Никольский Б.П.*, гл. ред., 1965 – Справочник химика. Т. I. – Л.: Химия. – 1071 с.
- Никольский Б.П.*, гл. ред., 1971 – Справочник химика. Т. II. – Л.: Химия. – 1168 с.
- Никольский Г.М., Амирханов Р.С., Чурюмов К.И.*, 1978 – Поляриметрия головы кометы Когоутека (1973XII)//КЦ. – № 266. – С. 4.
- Нигматуллин Р.И.*, 1978 – Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука. 336 с.
- Новиков П.А. и Вегнер Е.А.*, 1969 – Скорость сублимации льда при низких температурах и давлениях //Инженерно-физический журн. – Т. 17, № 5. – С. 856–860.
- Ногучи* и др., 1974 – Noguchi K., Sato S., Maihara T., Uyama K., Okuda H. Infrared photometric and polarimetric observations of Comet Kohoutek 1973f//Icarus. – V. 23, No. 4. – P. 545–550.
- Нортон*, 1861 – Norton W.A. Theoretical determination of the dimensions of Donati's comet//American Journ. of Sciences and Arts. – 2nd ser. – V. 32, No. 94. – P. 54–71.
- Ньютон Г.*, 1961 – Теория рассеяния волн и частиц. – М.: Мир. – 607 с.
- Ньютон И.*, 1916 – Математические начала натуральной философии: Пер. А.И. Крылова, кн. III. – Петроград. – С. 294–299.
- О'Делл*, 1973 – O'Dell C.R. A new model for cometary nuclei//Icarus. – V. 19, No. 1. – P. 137–146.
- Окабе Х.*, 1981 – Фотохимия малых молекул. – М.: Мир. – 504 с.
- О'Киф*, 1939 – O'Keef J.A. Remarks on Loreta's hypothesis concerning R Coronae Borealis//Ap. J. – V. 90, No. 2. – P. 294–300.
- Оно*, 1976 – Ono T. On the optical properties of cometary dust//PASP. – V. 28, No. 2. – P. 229–238.
- Оорт*, 1950 – Oort J.H. The structure of the cometary cloud surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin//BAN. – V. 11, No. 409. – P. 91–110.

- Оорт*, 1981 – Oort J.H. Origin and development of comets//Observatory. – V. 71, No. 863. – P. 129–144.
- Оорт*, 1963 – Oort J.H. Empirical data on the origin of comets//MMC. – P. 665–673.
- Оппенгеймер*, 1975 – Oppenheimer M. Gas phase chemistry of comets//Ap. J. – V. 196, No. 1. – P. 251–259.
- Оппенгеймер*, 1976 – Oppenheimer M. Gas phase chemistry in comets//SC. – P. 753–756.
- Орлов С.В.*, 1911 – Orlow S. L'éclat des comètes 1908 III et 1910a//AN. – Bd 189, Nr. 4513. – S. 1–6.
- Орлов С.В.*, 1912 – Orlow S. L'éclat des comètes 1911b et 1911c//AN. – Bd 190. – Nr. 4545. – S. 157.
- Орлов С.В.*, 1923 – О связи между яркостью комет и деятельностью на поверхности Солнца//Тр. Главной российской астрофиз. обсерватории. – М.; Пг.: Госиздат. – Т. 2. – С. 150–155.
- Орлов С.В.*, 1935 – Кометы. – М.: ОНТИ. – 195 с.
- Орлов С.В.*, 1937 – Диаметры и массы кометных ядер//АЖ. – Т. 14, вып. 1. – С. 135–140.
- Орлов С.В.*, 1958 – О природе комет. – М.: Изд-во АН СССР. – 188 с.
- Орр и Батлер*, 1935 – Orr W.J.C., Butler J.A.V. Rate of diffusion of deuterium hydroxide in water//J. Chem. Soc. – Sept. 1935. – P. 1273–1277.
- Ошеров Р.С.*, 1970 – Поляризационные наблюдения кометы 1968с Хонда//KM. – № 19. – С. 17–19.
- Ошеров Р.С.*, 1971 – Поляризационные наблюдения головы кометы 1968с Хонда//ПКФ. – № 6. – С. 115–122.
- Ошеров Р.С.*, 1973 – Фотометрия головы и хвоста кометы 1969 Беннетта в поляризованном свете//АА. – № 19. – С. 27–34.
- Ошеров Р.С.*, 1976 – Поляризационные наблюдения комет//KM. – № 25. – С. 44–52.
- Пас, Эренсон и Фридман*, 1970 – Paz M., Ehrenson S., Friedman L. Study of the H⁺ and OH⁻ hydrated ion by CNDO/2 method//J. Ch. Ph. – V. 52, No. 6. – P. 3362–3368.
- Паташник, Рупп्रेхт и Шурман*, 1974 – Patashnik H., Rupprecht G., Schuerman D.W. Energy source for comet outbursts//Nature. – V. 250, No. 5464. – P. 313–314.
- Пикельнер С.Б.*, 1967 – Ионизация и нагрев межзвездного газа субкосмическими лучами. Образование облаков//АЖ. – Т. 49, вып. 5. – С. 915–929.
- Питтих*, 1971 – Pittich E.M. Space distribution of the splitting and outbursts of comets//ВАС. – V. 22, No. 4 – P. 143–153.
- Питтих*, 1972 – Pittich E.M. Splitting and sudden outbursts of comets as indicators of nongravitational effects//MEOOC. – P. 283–286.
- Подольак и Камерон*, 1974 – Podolak M., Cameron A.G.W. Models of the giant planets//Icarus. – V. 22, No. 2. – P. 123–148.
- Поллард Дж.*, 1982 – Справочник по вычислительным методам статистики. – М.: Финансы и статистика. – 344 с.
- Полосков С.М.*, 1948 – Роль релеевского рассеяния в общем процессе отражения и рассеяния радиации ядром кометы//Вестн. МГУ. – № 2. – С. 37–39.
- Полосков С.М.*, 1951 – Плотность материи в головах и хвостах комет, масса газовой составляющей в кометах и массы комет//Сообщ. ГАИИШ. – № 60. – С. 3–13.
- Поттер и дель Дюка*, 1964 – Potter A.F., del Duca B. Lifetime in space of possible parent molecular of cometary radicals//Icarus. – V. 3, No. 1. – P. 103–108.
- Пробштейн*, 1969 – Probststein R.F. The dusty gas dynamics of comet heads//Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды. – М.: Наука. – С. 397–410.
- Пшежецкий С.Я.*, 1968 – Механизм и кинетика радиационно-химических реакций. – М.: Химия. – 368 с.
- Пюльман Б.*, ред., 1981 – Межмолекулярные взаимодействия: от двухатомных молекул до биополимеров. – М.: Мир. – 592 с.
- Радзиевский В.В. и Томанов В.П.*, 1970 – К вопросу о происхождении почти параболических комет//АЖ. – Т. 47, вып. 5. – С. 1094–1099.
- Радзиевский В.В. и Томанов В.П.*, 1973 – Новые данные в пользу межзвездного происхождения комет. – АВ. – Т. 7, № 2. – С. 73–82.
- Рёмер*, 1958 – Roemer E. An outburst of Comet Schwassmann–Wachmann I//PASP. – V. 70, No. 414. – P. 272–273.
- Рёмер*, 1962 – Roemer E. Activity in comets at large heliocentric distances//PASP. – V. 74, No. 440. – P. 351–365.

- Рёмер*, 1966 – Roemer E. The dimensions of cometary nuclei//NOC. – P. 23–28.
- Ривс Г.*, ред., 1976 – Происхождение Солнечной системы. – М.: Мир. – 569 с.
- Рийвес В.Г.*, 1952 – Изменение интенсивности выделения газов из ядра кометы в зависимости от расстояния кометы от Солнца//Публикации Тартуской астрон. обсерв. – № 32. – С. 117–128.
- Рийвес В.Г.*, 1954 – О фотометрических наблюдениях комет на Тартуской обсерватории АО//Тр. СтАО. – Т. 4, вып. 1. – С. 8–12.
- Рийвес В.Г.*, 1966 – Интенсивность выделения газов в кометах//КМ. – № 13. – С. 3–8.
- Рике и Ли*, 1974 – Rieke G.H., Lee T.A. Photometry of Comet Kohoutek (1973f)//Natu-re. – V. 248, No. 5451. – P. 737–740.
- Рихтер*, 1953 – Richter N. Die Helligkeitsausbrüche des Kometen 1925 II und ihre Korrelation und erdmagnetischen Ereignissen. – Mitteilungen der A.G. Hamburg. – S. 16–17.
- Рихтер*, 1954a – Richter N. Die Helligkeitsausbrüche des Kometen 1925 II und ihre Zusammenträge mit der Sonnentätigkeit//AN. – Bd. 281, Nr. 5/6. – S. 241–254.
- Рихтер*, 1954b – Richter N. Statistik und Physik des Kometen. – Leipzig, VI + 142 S.
- Рихтер*, 1963 – Richter N.B. The Nature of Comets. – London: Methuen & Co. – 221 p.
- Розебом*, 1918 – Roozeboom H.W. Die heterogene Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre: Bd 2. – Braunschweig. – 217 S.
- Розенбаум Р.Б. и Тодес О.М.*, 1980 – Движение тел в псевдоожженном слое. – Л.: Изд-во Ленинградского ун-та. – 168 с.
- Росси Б. и Грейзен К.*, 1948 – Взаимодействие космических лучей с веществом. – М.: ИЛ. – 132 с.
- Рубо Г.А. и Чурюмов К.И.*, 1970 – V Всесоюзная конференция по физике комет (Киев, 6–9 октября 1969 г.)//АЖ. – Т. 47, вып. 2. – С. 454–457.
- Сагдеев Р.З. и др.*, 1986a – Sagdeev R.Z., Blamont J., Galeev A.A. et al. Vega spacecraft encounters with Comet Halley//Nature. – V. 321, No. 6067. – P. 259–261.
- Сагдеев Р.З. и др.*, 1986b – Sageed R.Z., Szabó F., Avanesov G.A. Television observations of Comet Halley from Vega spacecraft//Ibid. – P. 262–269.
- Салли И.В.*, 1972 – Кристаллизация при сверхбольших скоростях охлаждения. – Киев: Наукова думка. – 136 с.
- Сандитов Д.С. и Баргман Г.М.*, 1982 – Физические свойства неупорядоченных структур. – Новосибирск: Наука. – 259 с.
- Сафронов В.С.*, 1969 – Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. – М.: Наука. – 244 с.
- Сафронов В.С.*, 1976 – Аккумуляция планет//Происх. Солн. системы. – С. 132–165.
- Свингс*, 1941 – Swings P. Consideration regarding cometary and interstellar molecules //Ap. J. – V. 95, No. 2. – P. 270–280.
- Свингс*, 1943 – Swings P. Reports on the progress in astronomy: Cometary spectra//MN. – V. 103, No. 2. – P. 86–111.
- Свингс*, 1956 – Swings P. The spectra of comets//Vistas in Astronomy. – V. 2. – P. 958–981.
- Свингс*, 1965 – Swings P. Cometary spectroscopy//Qwart. Journ. of Roy. Astron. Soc. – V. 6. – P. 28–69.
- Свингс и Дельзем*, 1952 – Swings P., and Delsemme A.H. Hydrates de gaz dans les noyaux cometaires et les grains interstellaires//Ann. d'Astroph. – V. 15, No. 1. – P. 1–6.
- Свингс, Маккеллар и Минковский*, 1943 – Swings P., McKellar A., Minowski R. Cometary emission spectra in the visual region//Ap. J. – V. 98, No. 1. – P. 142–152.
- Свингс и Хазер*, 1956 – Swings P. and Haser L. Atlas of Representative Cometary Spectra. – Univ. de Liège, 38 p. + XXIII plates.
- Свифт, Митчелл*, 1981 – Swift M.B., Mitchell G.F. Models of cometary coma in which abundances are calculated for various heliocentric distances//Icarus. – V. 47, No. 3. – P. 412–430.
- Сворень и Тремко*, 1975 – Svoren J., Tremko J. Integral brightness and photometry in the region of emission band C₂(1–0) and adjacent continuum of Comet Kohoutek 1973f //ВАС. – V. 26, No. 2. – P. 342–345.
- Секанина*, 1960 – Sekanina Z. The secular decrease of the absolute magnitude of short-periodic comets//Publ. Inst. Astron. Univ. Charles Prague. – Ser. II, No. 27–28. – P. 13–25.
- Секанина*, 1961 – Sekanina Z. New method of determination of the parameters of the photometrical curve of a comet gas model//Ibid. – No. 29/34. – P. 19–27.

- Секанина*, 1962 – *Sekanina Zd.* Some problems of cometary physics investigated on the basis of photometric data. I//*Acta Univ. Carolinae. Mathematica et Physica.* – No. 2. – P. 25–133.
- Секанина*, 1963 – *Sekanina Zd.* Some problems of cometary physics investigated on the basis of photometric data. II//*Ibid.* No. 2. – P. 1–30.
- Секанина*, 1966 – *Sekanina Zd.* Splitting of the primary nucleus of Comet Ikeya–Seki //*BAC.* – V. 17, No. 4. – P. 207–211.
- Секанина*, 1967a – *Sekanina Zd.* Non-gravitational effects in comet motion and a model of an arbitrary rotating comet nucleus. I//*BAC.* – V. 18, No. 1. – P. 15–19.
- Секанина*, 1967b – *Sekanina Zd.* Non-gravitational effect in comet motion and a model of an arbitrary rotating comet nucleus. II//*BAC.* – V. 18, No. 1. – P. 19–23.
- Секанина*, 1971 – *Sekanina Zd.* A core-mantle model for cometary nuclei and asteroids of possible cometary origin//*Physical Study of Minor Planets*/Ed. T. Gehrels. – Washington: NASA SP-267. – P. 423–428.
- Секанина*, 1972 – *Sekanina Zd.* Rotation effect in the non-gravitational parameters of comets//*МЕООС.* – P. 294–300.
- Секанина*, 1973 – *Sekanina Zd.* Existence of icy comet tails at large distances from the Sun//*Ap. J.* – V. 14. – P. 175–180.
- Секанина*, 1975 – *Sekanina Zd.* A study of the icy tails of the distant comets//*Icarus.* – V. 25, No. 2. – P. 218–238.
- Секанина*, 1976a – *Sekanina Zd.* A continuous controversy: Has the cometary nucleus been resolved?//*SC.* – Pt. 2. – P. 537–585.
- Секанина*, 1976b – *Sekanina Zd.* Progress in our understanding of cometary dust tails//*SC.* – P. 893–939.
- Секанина*, 1977 – *Sekanina Zd.* Relative motion of fragments of the split comets. I. A new approach//*Icarus.* – V. 30, No. 3. – P. 574–594.
- Секанина*, 1978 – *Sekanina Zd.* Relative motion of fragments of the split comets. II. Separation velocities and differential decelerations for extensively observed comets//*Icarus.* – V. 33, No. 1. – P. 173–185.
- Секанина*, 1979a – *Sekanina Zd.* Fan-shaped coma, orientation of rotation axis, and surface structure of a cometary nucleus//*Icarus.* – V. 37, No. 2. – P. 420–442.
- Секанина*, 1979b – *Sekanina Zd.* Relative motion of fragments of the split comets. III. A test of splitting and comets with suspected multiple nuclei//*Icarus.* – V. 38, No. 2. – P. 300–316.
- Секанина*, 1981 – *Sekanina Zd.* Rotation and precession of cometary nuclei//*Annual Review of Earth Planet. Sci.* – V. 9. – P. 113–145.
- Секанина*, 1982 – *Sekanina Zd.* The problem of split comets in review//*Comets.* – P. 251–287.
- Секанина и Миллер*, 1973 – *Sekanina Zd.*, Miller F.D. Comet Bennett 1970 II//*Science.* – V. 179, No. 4073. – P. 565–567.
- Секия, Хаяси и Накагава*, 1981 – Sekiya M., Hayashi C., Nakagawa K. Dissipation of the primordial terrestrial atmosphere due to irradiation of the Solar far-UV during Tauri stage//*Progr. Theor. Phys.* – V. 66, No. 4. – P. 1301–1316.
- Симидзу*, 1975 – Shimizu M. Ion chemistry in the cometary atmosphere//*ASS.* – V. 36, No. 2. – P. 353–361.
- Скрипов В.П.*, 1972 – *Метастабильная жидкость.* – М.: Наука. – 812 с.
- Смирнов Б.М.*, 1968 – *Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.* – М.: Атомиздат. – 363 с.
- Смирнов Б.М.*, 1974 – *Ионы и возбужденные атомы в плазме.* – М.: Атомиздат. – 456 с.
- Смирнов Б.М.*, 1978 – *Отрицательные ионы.* – М.: Атомиздат. – 176 с.
- Смирнов Б.М.*, 1982 – *Возбужденные атомы.* – М.: Энергоиздат. – 232 с.
- Смирнов Б.М.*, 1983 – *Комплексные ионы.* – М.: Наука. – 150 с.
- Смирнов Н.В. и Дуинин-Барковский И.В.*, 1965 – *Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений.* – М.: Наука. – 511 с.
- Смит и др.*, 1979 – The Jupiter system through the eyes of Voyager 1//Smith B.A., Soderblom L.A., Johnson L.A., Ingersoll A.P., Collins S.A., Shoemaker E.M., Hunt G.E., Masursky H., Carr M.H., Davies M.E., Cook I.A.F., Boyce J., Danielson G.E., Owen T., Sagan C., Beebe R.F., Veeverka J., Strom R.B., McCandy J.F., Morrison D., Briggs G.E., and Suomi V.V.//*Science.* – V. 204, No. 4396. – P. 972.

- Смолуховский*, 1981a – Smoluchowski R. Amorphous ice and the behavior of cometary nuclei//Ap. J. – V. 244, No. 1. – P. L31–34.
- Смолуховский*, 1981b – Smoluchowski R. Heat content and evolution of cometary nuclei//Icarus. – V. 47, No. 3. – P. 312–319.
- Сонетт*, 1971 – Sonett C.P. The relationship of meteoritic parent body thermal histories and electromagnetic heating by pre-main sequence T Tauri Sun//Physical Study of Minor Planets/Ed. T. Gehrels. – Washington: NASA SP-267. – P. 239–245.
- Сонетт, Колберн и Шварц*, 1968 – Sonett C.P., Colburn D.S., Schwartz K. Electrical heating of meteoritic bodies and planets by dynamo induction from a pre-main sequence T Tauri Solar wind//Nature. – V. 219, No. 5157. – P. 924–926.
- Сонетт, Колберн и Шварц*, 1975 – Sonett C.P., Colburn D.S., Schwartz K. Formation of the Lunar crust: An electrical source of heating//Icarus. – V. 24, No. 2. – P. 231–255.
- Сонетт и др.*, 1970 – Sonett C.P., Colburn D.S., Schwartz K., Keil K. The electrical melting of asteroidal-sized bodies by unipolar dynamo induction from a primordial T Tauri Sun//ASS. – V. 7, No. 3 – P. 445–486.
- Соу С.*, 1971 – Гидродинамика многофазных систем. – М.: Мир. – 536 с.
- Спинкс Дж. и Вудс Р.*, 1967 – Введение в радиационную химию. – М.: Атомиздат. – 232 с.
- Спинрад, Штауффер и Ньюберн*, 1979 – Spinrad H., Stauffer J., and Newburn R.L. Optical spectrophotometry of Comet Tempel II far from the Sun//PASP. – V. 91, No. 543. – P. 707–711.
- Стаханов И.П.*, 1979 – Физическая природа шаровой молнии. – М.: Атомиздат. – 240 с.
- Стефаник*, 1966 – Stefanik R.P. On the brightness thirteen split comets//NOC. – P. 29–32.
- Стиф*, 1972 – Stief L.J. Origin of C_2 in comets//Nature. – V. 237, No. 5349. – P. 29.
- Стиф и де Карло*, 1965a – Stief L.J., de Carlo V.J. Origine of the $NH(A^3\Pi) - (X^3\Sigma^-)$ emission in comets//Nature. – V. 205, No. 4974. – P. 889.
- Стиф и де Карло*, 1965b – Stief L.J., de Carlo V.J. Origin of the $C_2(A^3\Pi_g) - C_2(X^3\Pi_d)$ emission of comets//Nature. – V. 205, No. 4977. – P. 1197.
- Стюарт и Каула*, 1980 – Stewart G.R., Kaula W.M. A gravitational kinetics theory for planetesimals//Icarus. – V. 44, No. 1. – P. 154–171.
- Тедеско и др.*, 1978 – Tedesco E., Drummond J., Candy M., Birch P., Nikoloff J., and Zellner B. 1580 Betulia: An unusual asteroid with an extraordinary lightcurve//Icarus. – V. 35, No. 5. – P. 344–359.
- Томанов В.П.*, 1973a – Новые статистические закономерности в системе долгопериодических комет//АВ. – Т. 7, № 2. – С. 83–87.
- Томанов В.П.*, 1973b – К вопросу о возрасте долгопериодических комет//АВ. – Т. 8, № 2. – С. 87–91.
- Томанов В.П.*, 1975 – Зависимость наклонности кометных орбит от долготы восходящего узла//АЖ. – Т. 52, вып. 6. – С. 1332–1333.
- Томанов В.П.*, 1976a – Апекс Солнца относительно протопланетного облака//АЖ. – Т. 53, вып. 3. – С. 647–654.
- Томанов В.П.*, 1976b – К проверке гипотезы межзвездного происхождения комет//АВ. – Т. 10, № 1. – С. 44–49.
- Узье*, 1959 – Houziaux L. Sur l'origine du spectre continue des comètes//Bull. Acad. Roy. Belgique. Class Sciences. – V. 45. – P. 218–238.
- Уиппл*, 1950a – Whipple F.L. A comet model. I. The acceleration of Comet Encke//Ap. J. – V. 111, No. 2. – P. 375–394.
- Уиппл*, 1950b – Whipple F.L. On test of icy conglomerate model//AJ. – V. 55, No. 3. – P. 83.
- Уиппл*, 1951 – Whipple F.L. A comet model. II. Physics relation for comets and meteors//Ap. J. – V. 113, No. 3. – P. 464–474.
- Уиппл*, 1953 – Whipple F.L. On the icy conglomerate model for comets//La Physique des Comètes. – Louvain: Institut. d'Astroph. Univ. Liège. – P. 281–288.
- Уиппл*, 1962 – Whipple F.L. On the distribution of the cometary semimajor axes among comets orbits//AJ. – V. 67, No. 1. – P. 1–9.
- Уиппл*, 1963 – Whipple F.L. On the structure of the cometary nucleus//MMC. – P. 639–664.
- Уиппл*, 1975 – Whipple F.L. Do comets play a role in galactic chemistry and X-ray bursts?//AJ. – V. 80, No. 7. – P. 525–531.

- Уиппл*, 1976 – Whipple F.L. The nucleus: panel discussion//SC. – Pt. II. – P. 622–638.
- Уиппл*, 1978a – Whipple F.L. Rotation period of Comet Donati//Nature. – V. 275, No. 5658. – P. 134–135.
- Уиппл*, 1978b – Whipple F.L. Cometary brightness variation and nucleus structure//MP. – V. 18, No. 3. – P. 343–359.
- Уиппл*, 1980 – Whipple F.L. Rotation and outbursts of Comet P/Schwassmann–Wachmann I//AJ. – V. 85, No. 3. – P. 305–313.
- Уиппл*, 1981 – Whipple F.L. On observing comets for nuclear rotation//Modern Observational Technique for Comets. – Pasadena: JPL. – P. 191–201.
- Уиппл*, 1982 – Whipple F.L.; The rotation of comet nucleus//Comets. – P. 227–250.
- Уиппл и Секанина*, 1979 – Whipple F.L., Sekanina Z. Comet Encke: precision of the spin axis, nongravitational motion, and sublimat sublimation//AJ. – V. 84, No. 12. – P. 1894–1909.
- Уиппл и Стефаник*, 1965 – Whipple F.L., Stefanik R.P. On the physics and splitting of cometary nuclei//NOC. – P. 33–52.
- Уоллис Г.*, 1972 – Одномерные двухфазные течения. – М.: Мир. – 440 с.
- Уоллис М.К.*, 1980a – Wallis M.K. Radiogenic Hydrodynamics forces in splitting comets//MN. – V. 190, No. 2. – P. 467–478.
- Уоллис М.К.*, 1980b – Wallis M.K. Radiogenic melting of primordial comet interiors//Nature. – V. 284, No. 5755. – P. 431–434.
- Уоллис М.К.*, 1982a – Wallis M.K. Dusty gas-dynamics in real comets//Comets. – P. 357–369.
- Уоллис М.К.*, 1982b – Wallis M.K. Are comets made of H₂O-ice?//Proc. of III European IUE Conference. – Madrid: ESA SP-176. – P. 451–455.
- Уоллис и Дельзем*, 1972 – Wallis M.K., Delsemme A.H. Cometary hydrogen and hydroxyl comas//Science. – V. 178, No. 4067. – P. 78.
- Уоллис и Макферсон*, 1981 – Wallis M.K., Macpherson A.K. On the outgassing and jet thrust of snowball comets//A. & A. – V. 98, No. 1. – P. 45–49.
- Уоркмен, Труби и Дрост-Хансен*, 1954 – Workman E.J., Truby F.K., Drost-Hansen W. Electrical conduction in halide contaminated ice//Phys. Rev. – V. 94, No. 4. – P. 1073.
- Уотсон, Муррей и Браун*, 1963 – Watson K., Murray B.C., Brown H. The Stability of volatiles in the Solar System//Icarus. – V. 1, No. 4. – P. 317–327.
- Урлих и Конклин*, 1975 – Urlich B.L., Conklin E.J. Discovery of CH₃CN in comets//Nature. – V. 248, No. 5444. – P. 121–122.
- Уэстфол*, 1972 – Westphal J.A. Infrared observations of Comet Ikeya–Seki (1965f) and Bennett (1969i)//CSDM. – P. 23–31.
- Фай и Вишневецкий*, 1976 – Fay T.D., Wisniewski W. The lightcurves of the nucleus of Comet d'Arrest//Icarus. – V. 34, No. 1. – P. 1–9.
- Файт, Брекмен и Сноу*, 1958 – Fite T.D., Bracman R.T., Snow V.R. Charge exchange in proton-hydrogen atom collisions//Phys. Rev. – V. 112, No. 4. – P. 1161–1169.
- Фаулер*, 1910a – Fowler A. Terrestrial reproduction of the spectra of the tails of recent comets/MN. – V. 70, No. 2. – P. 176–182.
- Фаулер*, 1910b – Fowler A. Investigation relating to the spectra of comets/MN. – V. 70, No. 6. – P. 484–496.
- Фанштейн и Вест*, 1970 – Fountain J.A., West E.A. Thermal conductivity of particulate basalt as a function of density in simulated Lunar and Martian environments//Journ. Geophys. Researches. – V. 75, No. 20. – P. 4063–4070.
- Феддер и Ханнер*, 1981 – Veeder G.J., Hanner M.S. Infrared photometry of Comet Bowell and Comet P/Stephan–Oterma//Icarus. – V. 47, No. 3. – P. 381–387.
- Фезенфельд и Фергюсон*, 1973 – Fehsenfeld F.C., Ferguson E.E. Origin of water cluster ions in the D-region//Journ. Geophys. Res. – V. 74, No. 9. – P. 2217–2222.
- Фельдман и др.*, 1980 – Feldman P.D., Weaver H.A., Festou M.C., A'Hearn M.F., Jackson W.M., Donn B., Rahe J., Smith A.M., and Bienvenuti P. IUE Observations of the UV spectrum of Comet Bradfield//Nature. – V. 286, No. 5769. – P. 132–135.
- Фернандес и Йоккерс*, 1982 – Fernandes J.A., Jockers K. Nature and Origin of Comets//MPAE preprint W-82-12. – 206 p.
- Феррини и Наранхо*, 1980 – Ferrini I., Naranjo O. A possible explanation of the light-curve of Comet Encke//MN. – V. 193, No. 3. – P. 667–681.

- Фесту и др.*, 1979 – Festou M., Jenkins E.V., Keller H.U., Barker E.S., Bertaux J.L., Drake J.F., and Upson W.L. Lyman- α observations of Comet Kobayashi-Berger-Milon (1975 IX) with Copernicus//Ap. J. – V. 232, No. 1. – P. 318–328.
- Финк и Силл*, 1982 – Fink U., Sill G.T. The infrared spectral properties of frozen volatiles//Comets. – P. 164–202.
- Финсон и Пробштейн*, 1968 – Finson M.L., Probst R.F. A theory of dust comets//Ap. J. – V. 154, No. 1. – P. 327–380.
- Фландерн ван, Тедеско и Бинцель*, 1979 – Van Flandern T.C., Tedesco E.F., and Binzel R.P. Satellites of asteroids//Asteroids/Ed. T. Gehrels. – Tucson: Univ. Arizona Press. – P. 443–465.
- Фокс Д., Мортимер М.Л., Вайсбергер А.*, ред., 1967 – Физика и химия твердого состояния органических соединений. – М.: Мир. – 738 с.
- Формизано, Галеев, Сагдеев*, 1981 – Formisano V., Galeev A.A., Sagdeev R.Z. The role of the critical ionization velocity phenomena in the production of inner coma cometary plasma. – Space Researches Institute Preprint. – М: Pr-626. – 60 p.
- Фоти*, 1983 – Foti G. Determination of nongravitational parameters for some periodic comets//A. & A. – V. 126, No. 2. – P. 307–310.
- Фоти и др.*, 1984 – Foti G., Calcagno L., Sheng K.L., Strazzula G. Micrometer-sized polymer layers synthesized by Mev ions imprimings on frozen methane//Nature. – V. 310, No. 5973. – P. 126–128.
- Фраундорф, Браунли и Уокер*, 1982 – Fraundorf F., Brownlee D.E., Walker R.M. Laboratory studies of interplanetary dust//Comets. – P. 383–409.
- Френкель Ф.И.*, 1945 – Кинетическая теория жидкости. – М.; Л.: Изд-во АН СССР. – 424 с.
- Фриз де, Оскам*, 1969 – de Vries C.P., Oskam H.J., Mass spectrometric proof of the existence of the He $_2^+$ and He $_3^+$ ions//Physics Letters. – V. 29A, No. 6. – P. 299–300.
- Хэггинс*, 1868 – Huggins W. On the spectrum of Brorsen's Comet//Proc. Roy. Society of London. – V. 16. – P. 386–389.
- Хазер*, 1957 – Haser L. Distribution d'intensité dans la tête d'une comète//Bull. Sci. Acad. Roy. Belgique. Class des Sciences. – V. 43, No. 10. – P. 740–750.
- Хазер*, 1965 – Haser L. Calcul de distribution d'intensité relative dans une tête cométaire//NOC. – P. 233–241.
- Хаквелл*, 1971 – Hackwell J.A. 10- μ emission spectrum of Comet Bennett//Observatory. – V. 91, No. 980. – P. 33–34.
- Ханнер*, 1981 – Hanner M.S. On the detectivity of icy grains in the cometary inner comae of comets // Icarus. – V. 47, No. 3. – P. 342–350.
- Ханнер*, 1983 – Hanner M.S. Thermal emission from cometary dust//Advances in Space Researches. – V. 2, No. 12. – P. 157.
- Ханнер и др.*, 1984 – Hanner M.S., Tokunaga A.T., Veeder G.J., A'Hearn M.F. Infrared photometry of the dust in comets//AJ. – V. 84, No. 1. – P. 162–169.
- Ханнер и Кемпинс*, 1986 – Hanner M.S., Campins H. Thermal emission from the dust coma of Comet Bowell and a model for the grains//Icarus. – V. 67, № 4. – P. 51–62.
- Хасегава*, 1968 – Hasegawa I. Catalogue of periodic comets (1967)//Mem. Fac. Sci. Kyoto University. Ser. Phys., astroph., geophys. and chem. – V. 32, No. 2. – P. 37–83.
- Хастед Дж.*, 1965 – Физика атомных столкновений. – М.: Мир. – 710 с.
- Хастингс Н. и Пикок Дж.*, 1980 – Справочник по статистическим распределениям. – М.: Статистика. – 93 с.
- Хаякава С.*, 1973 – Физика космических лучей. I. Ядерно-физический аспект. – М.: Мир. – 701 с.
- Хаякава С.*, 1974 – Физика космических лучей. II. Астрофизический аспект. – М.: Мир. – 342 с.
- Хаяси и Накагава*, 1975 – Hayashi C., Nakagawa Y. Size distribution of grains growing by thermal grain-grain collisions//Progr. Theor. Phys. V. 54, No. 1. – P. 93–103.
- Хербиг*, 1976 – Herbig G.H. Review of Cometary Spectra // SC. – P. 136–158.
- Херст, О'Келли и Бортнер*, 1961 – Hurst G.S., O'Kelly L.B., Bortner T.E. Dissociative electron capture in water vapor // Phys. Rev. – V. 123, No. 5. – P. 1715–1718.
- Хиллс*, 1973 – Hills J.G. On the process of accretion in the formation of the planets and comets// Icarus. – V. 18, No. 3. – P. 505–522.

- Хирн*, 1889 – Hirn G.A. Constitution de l'espace celeste. – Paris: Colmar, E. Barth. – XXIII + 332 p.
- Хирс Д. и Паунд Г.*, 1966 – Испарение и конденсация. – М.: Metallurgiya. – 196 с.
- Холланд-Мертен*, 1964 – Holand-Merten. Tabellenbuch der Vakuumverfahrenstechnik in der Grundstoffindustrie. – Leipzig, 187 S.
- Хоредт*, 1978 – Horedt G.P. Blow-off of the Protoplanetary Cloud by a T-Tauri like Solar wind // A. & A. – V. 64, No. 2. – P. 173–178.
- Храпак А.Г. и Якубов И.Т.*, 1981 – Электроны в плотных газах и плазме. – М.: Наука. – 282 с.
- Хупис и Мендис*, 1981. – Houppis H.L.F., Mendis D.A. On the dust zoning of rapidly rotating cometary nuclei // Ap. J. – V. 251, No. 1. – P. 409–414.
- Хьюз*, 1975 – Hughes D.W. Cometary outbursts, a brief survey // Quart. Journ. Roy. Astron. Soc. – V. 16, No. 4. – P. 410–427.
- Хuebнер*, 1965 – Huebner W.F. Über die Gasproduktion der Kometen // Zs. f. Aph. – Bd. 63, No. 1. – S. 22–34.
- Хuebнер*, 1966 – Huebner W.F. Über die Entwicklungsraten der Kometenatmosphären. – Bayerische Academie der Wissenschaften. – Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse. – München, S. 149–151.
- Хuebнер*, 1970 – Huebner W.F. Dust from cometary nuclei // A. & A. – V. 5, No. 2. – P. 286–297.
- Хuebнер*, 1977 – Huebner W.F. Chemistry of the inner coma: A progress report // CCM Comets, Asteroids, Meteorites / Ed. A.H. Delsemme. – P. 57–59.
- Хuebнер*, 1981 – Huebner W.F. Chemical kinetics in the coma // Comets and Origin of life / Ed. C. Ponamperuma. – Dordrecht: Reidel. P. 91–103. (Рус. пер.: Кометы и происхождение жизни. – М.: Мир. – 1984. – С. 96–109).
- Хuebнер и Вайгерт*, 1966 – Huebner W.F., Weighert A. Eiskörner in der Koma von Kometen // Zs. f. Aph. – Bd 64, Nr. 3. – S. 185–201.
- Хuebнер и Жигер*, 1980 – Huebner W.F., Giguere P.T. A model of comet comae. II. – Effect of solar photodissociative ionisation // Ap. J. – V. 238, No. 2. – P. 753–762.
- Хuebнер и др.*, 1974 – Huebner W.F., Snyder L.E., Buhl. D. HCN radio emission from Comet Kohoutek 1973 f / Icarus. – V. 23, No. 4. – P. 580–584.
- Хюлт Г. ван де*, 1961 – Рассеяние света малыми частицами. – М.: ИЛ. – 536 с.
- Чердниченко В.И.*, 1953 – Вековое изменение блеска короткопериодической кометы Фая // Публ. КАО. – № 5. – С. 83–104.
- Чердниченко В.И.*, 1958 – Вероятность диссоциации и ионизации кометных молекул в атмосферах комет ионным ударом и фотонным потоком // Бюл. ККМ. – № 2. – С. 10–19.
- Чердниченко В.И.*, 1959 – Диссоциация и ионизация кометных молекул в поле фотонной и корпускулярной радиации Солнца // АЖ. – Т. 36, вып. 2. – С. 254–263.
- Чердниченко В.И.*, 1964 – Диссоциация и ионизация молекул дициана в кометах // Исследование комет по программе МГСС. – Киев: Наукова думка. – С. 73–92.
- Чердниченко В.И.*, 1966а – Диссоциация и ионизация молекул C_3H_6 и C_2H_2 в кометах // Там же. – С. 93–127.
- Чердниченко В.И.*, 1966б – Диссоциация и ионизация молекул метана в атмосферах комет // Физика комет и метеоров. – Киев: Наукова думка, с. 51–66.
- Чердниченко В.И.*, 1969 – Некоторые проблемы спектроскопии комет // АА. – № 4. – С. 134–141.
- Чердниченко В.И.*, 1974 – О некоторых источниках образования натрия в кометных атмосферах // ПКФ. – № 9. – С. 155–158.
- Чормли*, 1967 – Chormley F.A. Adsorption and occlusion of gases by low-temperature forms of ice // J. Ch. Ph. – V. 46, No. 4. – P. 1321–1325.
- Чормли*, 1968 – Chormley F.A. Enthalpy changes and heat capacity changes in the transformation from high-surface-area amorphous ice to stable hexagonal ice // J. Ch. Ph. – V. 48, No. 1. – P. 503–508.
- Шади*, 1967 – Shadée A. The relation between the electronic oscillation strength and the wavelength for diatomic molecules // Journal Quant. Spectr. Rad. Transfer. – V. 7, No. 1. – P. 169–183.
- Шацман*, 1952 – Schatzman E. La structure et l'évolution des noyaux cométaires // La Physique des Comètes. Mém. Roy. Soc. Sci. Liège. – V. XIII. – P. 313–323.

- Шварцшильд и Крон*, 1911 – Schwartzschild K., Kron E. On the distribution of brightness in the tail of Halley's Comet // *Ap. J.* – V. 34, No. 2. – P. 342–352.
- Швердфлегер*, 1963 – Schwerdfleger P. The thermal properties of sea ice // *Journ. Glaciology.* – V. 4, No. 36. – P. 789–808.
- Шифрин К.С. и Зельманович И.А.*, 1966 – Таблицы по светорассеянию: Т. 1. – Л.: Гидрометеиздат. – 339 с.
- Шмидт*, 1863 – Schmidt M. The variation of the total brightness of comets with heliocentric distance // *BAN.* – V. 11, No. 419. – P. 253–258.
- Шмидт*, 1951 – Schmidt J. *Astronomische Beobachtungen über Kometen* // Athenes Publ. – Ser. 1, Bd 1. – S. 1–145.
- Штакельберг и Мюллер*, 1954 – Stackelberg M., Müller H.R. Feste Gashydrate II. Struktur und Raumchemie // *Zeitschrift für Electrochemie.* – Bd 58, Nr. 1. – S. 25–39.
- Шульман Б.С.*, 1947 – Спектрофотометрическое исследование некоторых комет // *Изв. Гл. астрон. обсерв. в Пулковке.* – Т. 17, № 140. – С. 1–55.
- Шульман Л.М.*, 1969 – Гидродинамика околоядерной области кометы // *АА.* – № 4. – С. 100–115.
- Шульман Л.М.*, 1970а – Химический состав кометных ядер // *Материалы симпозиума № 45 Межд. астрон. союза.* – Ленинград. – С. 29–30.
- Шульман Л.М.*, 1970б – Характер полидисперсности кометной пыли // *ПКФ.* – № 5. – С. 87–94.
- Шульман Л.М.*, 1972а – Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. – Киев: Наукова думка. – 242 с.
- Шульман Л.М.*, 1972б – Shulman L.M. The chemical composition of cometary nuclei // *МЕООС.* – P. 265–270.
- Шульман Л.М.*, 1972в – Shulman L. The evolution of cometary nuclei // *МЕООС.* – P. 271–276.
- Шульман Л.М.*, 1974а – Диагностика кометной пыли по собственному инфракрасному излучению // *АА.* – № 23. – С. 57–68.
- Шульман Л.М.*, 1974б – К теории вспышек блеска комет // *АА.* – № 24. – С. 91–101.
- Шульман Л.М.*, 1978 – Физические аргументы против Литтлтоновской схемы происхождения комет // *КЦ.* – № 239. – С. 2–3.
- Шульман Л.М.*, 1979а – Молекулы в кометах. – Препринт ИКИ АН СССР. Пр-458, М. – 12 с.
- Шульман Л.М.*, 1979б – Об ошибочности общепринятого метода разделения вкладов газа и пыли в интегральный блеск кометы // *КЦ.* – № 255. – С. 4.
- Шульман Л.М.*, 1980 – О невозможности образования комет по схеме Литтлтона // *АА.* – № 40. – С. 69–73.
- Шульман Л.М.*, 1981а – Возможна ли альтернативная модель ядра кометы? // *АА.* – № 44. – С. 43–51.
- Шульман Л.М.*, 1981б – Двухслойная модель ядра кометы // *АА.* – № 45. – С. 21–34.
- Шульман Л.М.*, 1981в – Интерпретация данных интегральной фотометрии комет // *АА.* – № 45. – С. 35–45.
- Шульман Л.М.*, 1982а – Псевдооживление в поверхностных слоях ядер комет. I // *АА.* – № 47. – С. 62–69.
- Шульман Л.М.*, 1982б – Почему в кометных ядрах нет метана, аммиака, двуокиси углерода и т.п. веществ? // *Тезисы докладов Всесоюзной конференции по физике и динамике малых тел Солнечной системы.* – Душанбе: Дониш. – С. 8 (КЦ. – 1982. – № 290. – С. 3).
- Шульман Л.М.*, 1982в – Чем отличались бы друг от друга сконденсировавшиеся и изверженные ядра комет? // *Там же.* – С. 8 (КЦ. – 1982. – № 290. – С. 3).
- Шульман Л.М.*, 1982г – Почему в кометных ядрах нет клатратных гидратов метана, аммиака, двуокиси углерода и т.п. веществ? // *Там же.* – С. 7 (КЦ. – 1982. – № 290. – С. 4).
- Шульман Л.М.*, 1982д – Shulman L.M. A correction to the icy model of cometary nuclei // *Comet expl.* – P. 51–54.
- Шульман Л.М.*, 1982е – Have cometary nuclei any internal source of energy? // *Comet Expl.* – P. 157–164.
- Шульман Л.М.*, 1982ж – Вклад пылинок конденсационного происхождения в интегральный блеск кометы // *АА.* – № 46. – С. 61–72.

- Шульман Л.М., 1982з – Ионно-молекулярные кластеры в ядрах комет. – Препринт Ин-та теоретической физики АН УССР. – Киев: ИТФ-81-141 Р. – 22 с.
- Шульман Л.М., 1983 – Состав кометного ядра. Космогонический подход. – Препринт ИКИ АН СССР. – М.: Пр-771. – 19 с.
- Шульман Л.М., 1985 – Псевдооживление в ядрах комет. II. // Кинематика и физика небесных тел. – Т. 1, № 5. – С. 53–59.
- Шульц, 1960 – Schulz G.J. Excitation and negative ions in H_2O // J. Ch. Ph. – V. 33, No. 6. – P. 1661–1665.
- Шумский К.П., Мялкин А.И., Максимовская И.С., 1967 – Основы расчета вакуумной сублимационной аппаратуры. – М.: Машиностроение. – 224 с.
- Эвальд, 1921 – Ewald P.P. Die Berechnung optischer und electrostatischer Gitterpotenziale // Ann. Physik. – Bd 64, Nr. 3. – S. 253–287.
- Эдер, 1947 – Eder F.X. Der elektrische Verhalten von Eis // Ann. Physik. – Bd. 78, Nr. 1. – S. 381–398.
- Эльвиус, 1958 – Elvius A. Preliminary results of polarization measurement in comets // A. & A. – V. 2, No. 1. – P. 195–197.
- Эман, 1939 – Öman J. On some observation made with modified Pickering polarigraf // MN. – V. 99, No. 8. – P. 624–633.
- Эман, 1941 – Öman J. Measurements of polarization in the spectra of Comet Cunningham (1940c) and Comet Paraskevopoulos (1941c) // Annalen Observator. Stockholm. – V. 13, No. 1. – P. 20–21.
- Энгельгардт и Риль, 1965 – Engelhardt H., Riehl N. Space-charge limited proton current in ice // Physics Letters. – V. 14, No. 1. – P. 20–21.
- Эндт П.-М. и Демер М., ред., 1962 – Ядерные реакции: Т. I. – М.: Госатомиздат. – 479 с.
- Эндт П.-М. и Демер М., 1964 – Ядерные реакции: Т. II. – М.: Атомиздат. – 263 с.
- Эпик, 1963а – Öpik E.J. The stray bodies in the Solar System. P. I. Survival of cometary nuclei and the asteroids // Advances in Astron. & Astroph. – V. 2. – P. 219–262.
- Эпик, 1963 – Öpik E.J. Photometry, dimensions, and ablation rate of comets // Ir. AJ. – V. 6, No. 3. – P. 93–112.
- Эпик, 1965 – Öpik E.J. Notes on cometary physics // Ir. AJ. – V. 7, No. 1. – P. 31–46.
- Эпик, 1975 – Öpik E.J. Comets and planets: Their interrelated origin // Ir. AJ. – V. 12, No. 1/2. – P. 1–18.
- Яккиа, 1963 – Jacchia L.G. Meteors, Meteorites and Comets: Interrelations // MMC. – P. 774–798.
- Ямамото, 1981а – Yamamoto T. Molecular distribution in the comae of H_2O -comets: An analytical model // MP. – V. 24, No. 2. – P. 175–188.
- Ямамото, 1981б – Yamamoto T. On the photochemical formation of CN, C_2 , and C_3 radicals in cometary comae // MP. – V. 24, No. 4. – P. 453–461.
- Янг, Эдельсон и Фалквер, 1970 – Young C.E., Edelson D., Fulcover W.E. Water cluster ions: rates of formation of hydrates of hydroxyl ion // J. Ch. Ph. – V. 53, No. 11. – P. 4295–4302.
- Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф., 1968 – Специальные функции. – М.: Наука. – 344 с.
- Яновицкий Э.Г., Думанский З.О., 1972 – Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. – Киев: Наукова думка. – 122 с.

Леонид Маркович Шульман

ЯДРА КОМЕТ

Редактор *Г.С. Куликов*

Художественный редактор *Г.М. Коровина*

Технические редакторы *С.В. Геворкян, О.Б. Черняк*

Корректоры *Н.П. Круглова, Т.В. Обод, Т.А. Печко*

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 12595

Сдано в набор 06.03.87. Подписано к печати 19.06.87. Т– 10361

Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1

Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная

Усл.печ.л. 14,5 . Усл.кр.-отг. 14,5 . Уч.-изд.л. 16,73

Тираж 1500 экз. Тип. зак. **746** Цена 3 р. 30 к.

Ордена Трудового Красного Знамени

издательство "Наука"

Главная редакция физико-математической литературы

117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"

630077 г. Новосибирск-77, ул. Станиславского, 25

ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

*ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ*

117071 Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

ГОТОВИТСЯ К ПЕЧАТИ В 1988 ГОДУ:

Шаров А.С. Спиральная галактика Мессье 33. — 1988. — 18 л. (Темплан 1988 г., № 148).

Первая в мировой литературе монография, посвященная галактике Мессье 33 (Туманности Треугольника) — третьего по размерам, массе и светимости члена Местной группы галактик. Излагается история открытия. Рассматриваются общие структурные и фотометрические характеристики, данные о ядре, звездном населении, газовых туманностях, межзвездной среде, кинематике, массе и др. Особенное внимание уделено результатам, полученным в последние годы как в видимой области спектра, так и вне оптического диапазона — в далеком ультрафиолете, рентгеновском и радиодиапазонах.

Для астрономов — специалистов, аспирантов и студентов, а также читателей смежных специальностей.

Предварительные заказы на данную книгу принимаются без ограничения всеми магазинами Книготорга и Академкниги, распространяющими физико-математическую литературу.

СОВЕТСКАЯ
УЧЕБНАЯ ЛИТЕРАТУРА
ДЛЯ ВУЗОВ

SHEVA.SPB.RU/VUZ