

523.038+533.601.1

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В КОМЕТАХ И СВЯЗЬ ИХ С ГЕОАКТИВНЫМИ ПОТОКАМИ

Л. С. Марочник

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	221
§ 1. Плазменная природа головы кометы	228
§ 2. Принципиальная возможность магнитогиродинамического описания явлений в кометах	229
§ 3. Ударные волны в кометах	233
§ 4. «Захлопывающиеся» оболочки	236
§ 5. Очертания головы кометы	239
§ 6. Проблема ионизации молекул в кометах	239
§ 7. Ускорения в ионизованных хвостах	241
§ 8. Структурные особенности ионизованных хвостов	246
Цитированная литература	249

ВВЕДЕНИЕ

1. Как выяснилось в последние годы, интерпретация большого комплекса эффектов в кометах, вызванных солнечными корпускулярными потоками или солнечным «ветром», наталкивается на значительные препятствия. Потоки должны быть чрезвычайно мощными, чтобы с их помощью можно было объяснить многие явления. Их плотность должна на 2—3 порядка превышать величину, следующую из прямых измерений. Такая ситуация возникает потому, что кометная атмосфера и корпускулярные потоки чрезвычайно разрежены; свободный пробег протона потока до столкновения с кометной молекулой на 2—3 порядка превышает линейное поперечное сечение головы кометы средней яркости.

В 1957 г. Х. Альвен¹ отметил важную роль магнитных полей, замороженных в потоках (см. § 2). Его работа¹ послужила толчком к развитию магнитогиродинамического метода в физике комет. С. Б. Пикельнер указал¹⁰⁸, что ввиду малости ларморова радиуса взаимодействие потока с атмосферой кометы осуществляется посредством магнитного поля. Взаимодействие имеет место и при отсутствии столкновений, т. е. плотность потока может быть достаточно низкой.

Магнитная гидродинамика ослабила многие трудности, но и сейчас большинство проблем далеки от количественного (иногда даже качественного) понимания.

Настоящий обзор содержит попытку изложить существующее положение дел с целью привлечь внимание физиков к этому кругу астрофизических явлений.

2. Согласно современным представлениям кометы — это «малые тела» солнечной системы с непрерывно обновляющимися атмосферами²⁹.

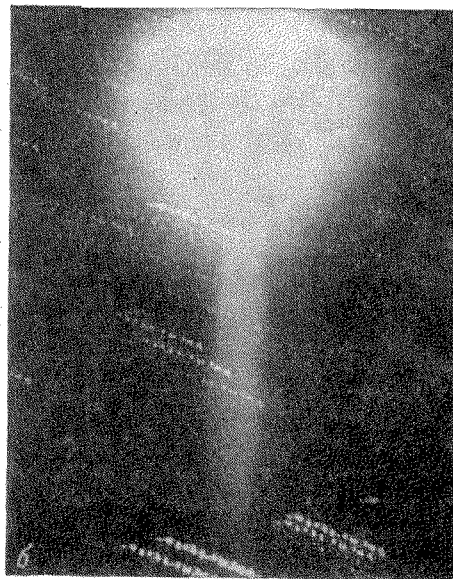
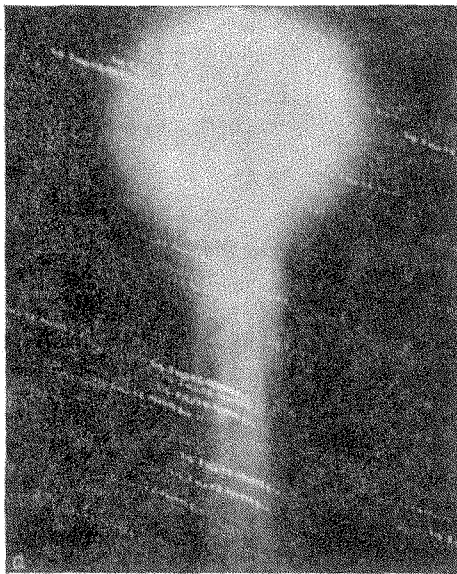


Рис. 1. Комета Барнема 1959к.

а) и б) Последовательные фотографии; хорошо видно «захлопывание» лучей к оси хвоста с течением времени (снимок из работы 168).



Рис. 2. а) Комета Морхауза. Снимок Е. Барнарда 15 сентября 1908 г. Хорошо видны волны. б) Комета Юмасона 1961е. Снимок Елизабет Рёмер 17^{го} 10 июля 1962 г. Вид кометы от ночи к ночи сильно менялся, наблюдались весьма причудливые формы. Кома вместе с лучами отрывается. Новая кома порождает новую лучевую систему.

В кометах различают ядро, голову и хвост. Ядро кометы — твердое тело (или несколько тел), линейный размер которого не превышает, по-видимому, 40 км ^{101, 102}. Массы ядер, как следует из независимых оценок (небесномеханических²⁹ и физических^{126, 127}), могут значительно различаться. Например, согласно¹²⁶ верхний предел массы ядра кометы 1882 I был примерно равен $7,3 \cdot 10^{22} \text{ г}$, в то время, как у кометы Неуймин I он составлял $\sim 3,3 \cdot 10^{17} \text{ г}$.

Наиболее распространенной в настоящее время является физическая модель ядра кометы, предложенная Ф. Уипплом^{156, 157}, в которой синтезированы свойства классической модели Лапласа — Бесселя⁴ и более поздней модели Б. Ю. Левина^{72, 73}, дополненной В. Г. Рийвесом¹³⁰. По Ф. Уипплу ядро кометы представляет собой конгломерат льдов различных химических соединений с вкрапленными в них каменистыми частицами. Поверхностный слой состоит главным образом из тугоплавкого компонента, через который диффундирует легкоплавкий. Имеются и другие модели (см., например, работы^{19, 145, 39, 75, 76}).

Ядро является источником кометной атмосферы. По мере приближения к перигелию (к Солнцу) оно прогревается сильнее, испарение увеличивается, комета обрывает атмосферу. Появляется голова и хвост.

Линейные размеры головы у большинства комет меняются в пределах от нескольких сотен тысяч до нескольких миллионов километров. Видимые очертания голов на небесной сфере могут быть весьма разнообразны. Согласно С. В. Орлову¹⁰² головы комет по внешнему виду удобно разделять на три типа.

N-голови, вмещающие в себя лишь небольшую область вблизи ядра, по размерам в десятки раз меньше нормальной головы (*N*—nucleus), наблюдаются, по-видимому, в кометах, ядра которых бедны сорбированными газами.

В *C-головах* ядро окутано неясно очерченной туманностью — комой (*C*—coma). В этом случае часто наблюдается характерная «луковичная» структура: из большой диффузной комы выходит узкий хвост первого типа (классификация хвостов дается ниже), состоящий из отдельных струй и лучей, с течением времени «захлопывающихся» к оси симметрии хвоста (рис. 1). Форму *C*-головы можно во многих случаях интерпретировать с помощью изофот нейтрального газа, равномерно растекающегося во все стороны от ядра.

E-голови (рис. 3) окаймлены одной или несколькими оболочками (*E*—envelope).

Удобно ввести еще четвертый тип — *M-голови* — и отнести к нему кометы типа Морхауза, Юмасона (рис. 2), Меркса (рис. 4). Это как бы «безголовые» кометы, резко очерченные и обжатые с солнечной стороны, абрис которых близок к параболе или цепной линии.

Согласно механической теории^{32, 101, 109} вылетающие из ядра частицы образуют «фонтан» (рис. 5). Движение частиц происходит под действием солнечной гравитации (поле тяготения кометного ядра пренебрежимо мало) и лучевого давления. Расчет показывает, что траекторией каждой частицы является парабола, огибающей этих траекторий при изотропном выбросе вещества будет параболоид вращения. Поэтому очертания головы должны иметь параболические контуры. Однако еще Бонд¹⁴ и позже Н. Ф. Бобровников¹² и С. В. Орлов¹⁰² нашли, что видимый абрис головы на небесной сфере близок к цепной линии, что трудно интерпретировать в рамках механической теории. Некоторого прогресса в этом вопросе можно достигнуть привлечением электродинамики (см. § 5).

Спектры голов комет состоят из непрерывного фона в центральной части и эмиссионных молекулярных полос. Как было показано

рядом авторов ^{57, 115, 154}, непрерывный спектр обусловлен рассеянием солнечного света на пылинках с размерами порядка $\sim 0,1 \div 0,7$ м. Отождествление молекулярных полос показывает, что в голове кометы присутствуют молекулы C_2 , CN, CH, OH, NH, NH_2 , OH^+ , C_3 . Механизм свечения кометных молекул флуоресцентный. Как показано в работах ^{161, 71, 139, 169, 144, 93, 50}, кометные газы резонансно переизлучают солнечный свет.

Если комета подходит очень близко к Солнцу, наблюдаются и атомные линии Na, Mg (?), Fe, Ni (?). Наиболее обильны в голове C_2 и CN. Очень часто в непосредственной близости от ядра спектрально обнаруживаются ионы CO^+ , N_2^+ . Обычно область их распространения не превышает 5000 км (центр в ядре). Подробный обзор работ по спектроскопии комет до 1937 г. имеется в статье ¹³. Современный обзор (перечень) всех наблюдавшихся эмиссий и множество фотографий спектров приведены в работе ¹⁴⁶. Как видим, большое число кометных молекул является свободными радикалами.

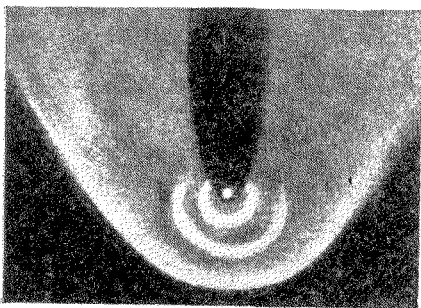


Рис. 3. Рисунок галосов и пылевых расширяющихся оболочек в голове кометы Донати 1858 г. (из книги ¹⁰²).

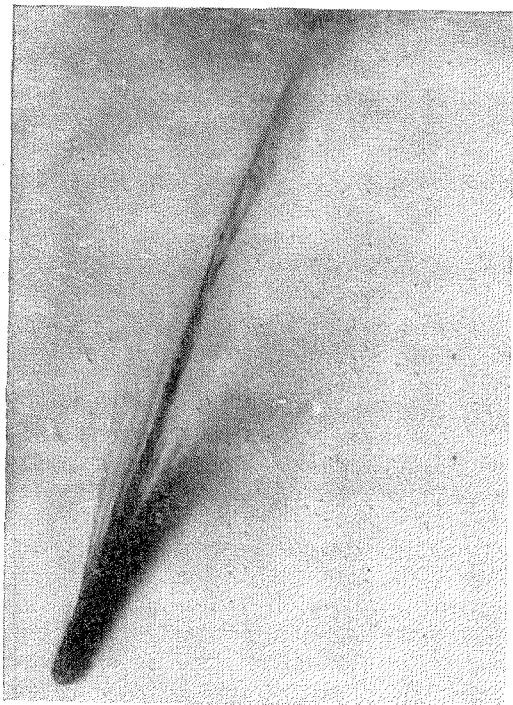


Рис. 4. Комета Мркоса 1957d. Видны хвост I типа с волнообразными или спиралевидными формами и хвост II типа (снимок из работы ⁸²).

Предполагается, что они возникают в результате диссоциации и ионизации более устойчивых родительских молекул, к которым относят CH_4 , $NH_3(CN)_2$, H_2OH и др. ^{741, 151}.

По видимому блеску головы кометы, зная ее спектральный состав, можно определить число светящихся молекул и, следовательно, оценить нижний предел массы комы. Согласно К. Вурму ^{161, 163} блеск кометы (или комы) в звездных величинах

$$m = -2,5 \lg \frac{10^{10} N e^2}{2 Q_c^2 c m_e M_c} I_\nu f_{ik}, \quad (1)$$

где M_c — механический эквивалент света, N — число молекул в основном электронном состоянии, I_ν — интенсивность солнечного излучения частоты ν , f_{ik} — сила осциллятора соответствующего электронного перехода.

Например, для электронного перехода $A^3P_g \rightarrow X^3\Pi_u$ $\lambda 5550$ Å (полосы Свана C_2), принимая $f_{12} = 0,2$ и учитывая диллюцию, получим согласно ¹⁶¹

$$N \cong 1,74 \cdot 10^{34-0,4 m_p c}, \quad (2)$$

где q_c — геоцентрическое расстояние кометы в астрономических единицах.

Если учесть и другие сорта молекул (кроме C_2), то согласно ¹¹⁸ (2) следует увеличить примерно на порядок.

Массу пылевой составляющей кометной атмосферы можно оценить по приведенной ниже формуле (4).

Распределение плотности кометных молекул в функции расстояния от ядра $n(r)$ исследовалось в ряде фотометрических работ ^{18, 69, 128-132}.

Большинство авторов считает, что во многих случаях n меняется по квадратичному закону

$$n = n_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (3)$$

где n_0 — плотность вблизи ядра, r_0 — радиус ядра.

Однако наблюдаются и более сложные распределения ^{29, 79}. Обычно величина $n_0 \cong 10^{10} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$, но в некоторых случаях может достигать

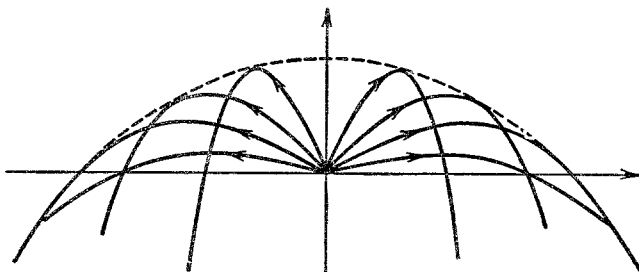


Рис. 5. Фонтан, бьющий из ядра.

Огибающая струй и сами струи — параболы.

$\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ¹¹⁸. В периферических частях головы при $r = \xi_0$ (ξ_0 — радиус видимой головы) $n(\xi_0) \cong 10 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Отсюда следует, что при газокинетическом эффективном сечении кометной молекулы $\sigma \cong 10^{-15} \text{ см}^2$ свободный пробег составит: на периферии $l(\xi_0) = [n(\xi_0) \sigma]^{-1} \cong (10^3 \cdot 10^{-15})^{-1} \cong 10^{12} \text{ см} \gg \xi_0 = 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}$, вблизи ядра $l(r_0) \cong (n_0 \sigma)^{-1} \cong 10^{-12} \cdot 10^{15} \cong 10^3 \text{ см}$. Таким образом, практически во всем объеме головы столкновения между молекулами отсутствуют. Они существенны, как легко показать, лишь в малой области у ядра, размеры которой порядка $r_1 \cong 10^7 \div 5 \cdot 10^8 \text{ см}$.

В голове кометы могут наблюдаться г а л о с ы (halo) — равномерно расширяющиеся кольца. Скорость расширения порядка $\sim 0,1 \div 0,01 \text{ км/сек}$, иногда она достигает нескольких км/сек . Если одновременно наблюдается несколько галосов, они образуют системы концентрических кругов, центр которых очень часто (но не всегда) совпадает с ядром кометы (см. рис. 3). Иногда в голове наблюдаются о б о л о ч к и (или система оболочек) — незамкнутые кривые, обращенные выпуклостью к Солнцу (см. также рис. 3). Расширение оболочек происходит значительно медленнее, чем расширение галосов. Считают, что галосы и оболочки возникают в результате внезапного выброса материи из ядра. Если, например, полагать, что выбрасываются только пылевые частицы, то согласно ¹⁵⁸

$$\lg M = \lg \delta h + 2 \lg \left(\frac{r_c q_c \cdot 385 \cdot 10^5}{\sqrt{\Phi(a)}} \right) - 0,40m + 2,10, \quad (4)$$

где M — общая масса выброшенной материи, δ — плотность пылинки, h — ее линейный размер, r_c и q_c — соответственно гелиоцентрическое и геоцентрическое расстояния кометы, выраженные в астрономических

единицах; $\Phi(\alpha)$ (фазовая функция) — отношение яркости при фазовом угле α и яркости в оппозиции, m — видимая величина кометы.

Используя (4), Уитни¹⁵⁸ вычислил среднее M для ряда комет в зависимости от h , принимая $\delta = 1$. Его результаты представлены в табл. I.

Таблица I

h , см	M , г	$v_h=0,2$ км/сек	$v_h=0,8$ км/сек	$v_h=1,6$ км/сек
		E , эрг	E , эрг	E , эрг
10^{-3}	$5 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^{22}$	10^{23}
10^{-4}	$5 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{21}$	10^{22}
10^{-5}	$5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{20}$	10^{21}

Здесь h — размер пылинки, M — масса выброса, E — энергия, израсходованная на выброс массы M при скорости расширения галоса v_h .

О. В. Добровольский²⁹ проделал аналогичный расчет в предположении, что галосы газовые. Он получил $M \cong 2 \cdot 10^{10}$ г, что при $v_h \cong 1$ км/сек дает 10^{20} эрг — результат, близкий к «пылевому» случаю при $h \cong 10^{-5}$ см.

Энергии планковского излучения Солнца, вообще говоря, хватает на галосообразование. Неясна, однако, внезапность выбросов. Поэтому предлагались механизмы дискретного действия.

Однако ни один из предложенных различными авторами механизмов не может обеспечить, по-видимому, поглощение кометным ядром такого количества энергии за время своего действия. Можно было бы предполагать, например, что выбросы возникают вследствие разрушения поверхности ядра метеоритами или солнечными корпускулярными потоками. Однако первая возможность не реализуется^{124, 125, 41, 29} ввиду редкости встреч с метеоритами. Действие корпускулярных потоков может приводить к катодному распылению, которое несущественно²⁹, а также к крошению поверхности ядра, появлению микротрещин вследствие микровзрывов, производимых протонами потоков²⁹. Сомнительно, однако, чтобы такой механизм сам по себе дал выброс галоса или оболочки, так как энергетический баланс здесь, по-видимому, не сходится. Действительно, суммарная энергия, поглощенная ядром, не может превышать величину

$$Q \sim \frac{n_s m_{\text{H}} v_s^3}{2} s_0 t, \quad (5)$$

где n_s , v_s — плотность и скорость корпускулярного потока, s_0 — площадь поверхности ядра, обращенной к потоку, t — время действия корпускул на ядро. Так как ширина потока порядка $L_s \cong 2 \cdot 10^{12}$ см (см., например, ⁴⁰), при $v_s \cong 10^8$ см/сек, $n_s \cong 10$ см⁻³, $s_0 = 10^{11}$ см² получим $Q \sim 10^{16}$ эрг $\ll E$, где E — энергия, необходимая для выброса согласно табл. I.

Кроме катодного распыления и крошения, Вейгертом¹⁵⁵ рассматривался нагрев поверхности ядра корпускулярными потоками. Однако оценки показывают¹⁵⁵, что для выброса галоса комета должна хотя бы раз в год встречаться с потоком плотности $n_s \cong 10^5$ см⁻³, что представляется маловероятным с точки зрения современных данных о корпускулярных потоках. Прямые и косвенные измерения показывают, что n_s , по-видимому, не превышает $20 \div 30$ см⁻³²². Л. Босс¹⁵ выдвинул гипотезу о возможном разрушении поверхности ядра электростатическими силами, которая в дальнейшем развивалась Н. Рихтером^{124, 125}. Однако в работе³¹ было показано, что такая возможность могла бы реализоваться лишь при нали-

чий электрически заряженных корпускулярных потоков (не квазинейтральных), что в свете имеющихся данных о потоках представляется маловероятным.

Б. Дон и Г. Юри³⁹ предполагали, что выбросы галосов могут быть вызваны взрывами в ядре, которые происходят вследствие ряда химических реакций между замороженными в нем свободными радикалами типа СН, ОН, NH и др. Однако концентрация радикалов мала¹⁴⁷.

Можно подойти к проблеме иначе, считая корпускулярные потоки и т. п. факторы катализаторами, которые вследствие производимых ими

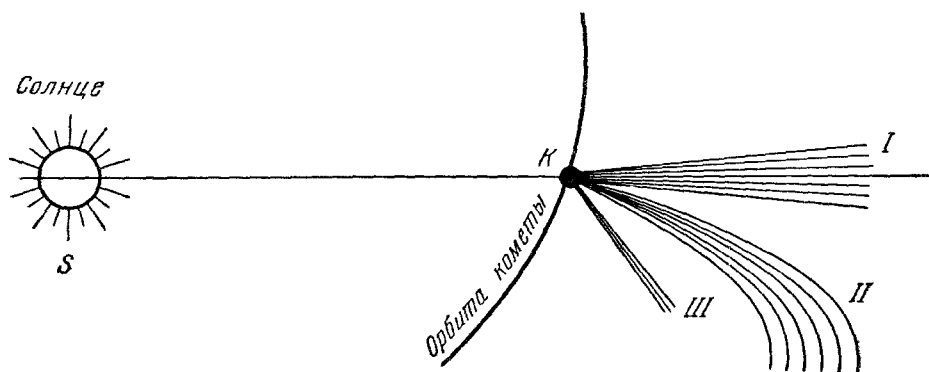


Рис. 6. Схематическое изображение трех типов хвостов.

SK — радиус-вектор.

разрушений увеличивают поверхность ядра и, следовательно, интенсивность испарения³⁸.

Таким образом, вопрос о происхождении галосов и расширяющихся оболочек остается открытым. Динамика этих образований, если отвлечься от причин их возникновения и физической природы (газ или пыль?), удовлетворительно описывается механической теорией^{101, 4, 43, 100, 32, 33}.

Иногда в кометах возникают «захлопывающиеся» или сжимающиеся оболочки. Они появляются на краю обращенной к Солнцу части головы, быстро движутся к ядру, одновременно «захлопываясь» к прямой линии, соединяющей Солнце и комету (подробное описание и анализ явления приводится в § 4). В этом случае, в отличие от галосов и расширяющихся оболочек, как кинетика, так и динамика таких образований до последнего времени были совершенно не ясны, так как механическая теория здесь принципиально бессильна^{100, 102, 42, 103, 48, 96, 97}. Спектрально «захлопывающиеся» оболочки состоят из ионов CO^+ , поэтому можно ожидать, что этот эффект имеет плазменную природу.

Согласно механической теории выделившиеся из ядра частицы под действием лучевого давления отклоняются в сторону, противоположную Солнцу, и при этом из-за сохранения импульса отстают от него при движении кометы по орбите (рис. 6), образуя хвост, направленный от Солнца и изогнутый в направлении, откуда идет комета. Характер хвоста (кривизна, отклонение от радиуса-вектора и т. п.) зависит от величины ускорения, которое приобретает частица под действием отталкивающих сил, например лучевого давления. По исторически сложившейся традиции ускорения в хвостах комет принято выражать безразмерной величиной

$$1 + \mu = \frac{a}{g_{\odot}},$$

где a — ускорение отталкивания, $g_{\odot}$ — солнечное гравитационное ускорение на данном гелиоцентрическом расстоянии. Большинство комет изучается при $r \sim 1$ а. е., в этом случае $g_{\odot} \cong 0,6$ см/сек².

Так как характер хвоста определяется параметром $1 + \mu$, Ф. А. Бредихин¹⁰ (см. также работу⁴³) была проведена классификация хвостов по величине $1 + \mu$, которая сохранена и в настоящее время.

По этой классификации хвосты комет делят на три типа:

I тип — прямые, сравнительно узкие, близкие к радиусу-вектору хвосты, в которых действуют большие отталкивательные ускорения $1 + \mu > 20$. Довольно часто наблюдаются ускорения порядка $1 + \mu \sim 1000$.

II тип — широкие, искривляющиеся против движения, значительно отклоненные от радиуса-вектора. Им соответствует $1 + \mu \sim 1$.

III тип — короткие, сильно искривленные и отклоненные от радиуса-вектора, широкие слабые хвосты. Им соответствует $1 + \mu \sim 0,1 \div 0,3$.

Схематическое изображение хвостов трех типов приведено на рис. 6. Хвосты I типа видны на рис. 1, 2, 4, II типа — на рис. 4. Хвосты II и III типа имеют непрерывный спектр, что говорит об их пылевой или по крайней мере смешанной (пыль и нейтральный газ) природе.

Хуже обстоит дело с хвостами I типа. Здесь механическая теория бессильна объяснить даже в основных чертах многообразие наблюдаемых явлений. В рамках механической теории не могут быть, например, объяснены такие явления, как огромные ускорения, наблюдаемые в хвостах I типа; поперечное движение вещества в хвосте, перпендикулярное к радиусу-вектору, наблюдаемое в виде сходящихся «усиков», тянущихся в хвост концов оболочек; волнообразные движения в хвостах и т. п.

Ключ к пониманию всего многообразия этих явлений, не укладывающихся в классическую теорию, лежит в специфической природе хвостов I типа. Как показали многочисленные спектральные исследования¹⁴⁶, эти хвосты состоят в основном из ионизованных молекул (главным образом CO^+ , N_2^+), т. е. представляют собой плазму, чем, собственно, и объясняется столь резкое различие между II, III и I типами хвостов.

Однако причины появления ионов в кометах неясны — ни один из вероятных механизмов не может обеспечить наблюдаемую степень ионизации (см. § 6).

Была обнаружена корреляция между активностью комет (ускорениями в хвостах I типа, галосами, вспышками свечения) и геомагнитными возмущениями^{6, 81, 84, 94, 126, 127, 56}. Это говорит о важной роли солнечных корпускулярных потоков в физике комет. Взаимодействие потока или солнечного «ветра» с атмосферой кометы можно рассматривать, как будет показано ниже, в терминах магнитной гидродинамики, что снимает многие из перечисленных (и неперечисленных) трудностей, неразрешимых в рамках механической теории.

§ 1. ПЛАЗМЕННАЯ ПРИРОДА ГОЛОВЫ КОМЕТЫ

Как указывалось во введении, головы большинства комет светят в полосах нейтральных молекул, главным образом CN и C_2 . Ионы CO^+ , N_2^+ и др. наблюдаются в малой области у ядра и в хвостах I типа. Поэтому всегда считалось, что кома состоит из нейтрального газа — ионов в ней нет^{101, 102}.

В работе⁸⁷ показано, что это не так: кома имеет плазменную природу. В пользу такого утверждения говорят следующие факты.

1. В коме может быть много молекул и ионов (кроме C_2 , CN , CO^+ , N_2^+ и т. п.), но спектрально их не видно из-за «обрезания» земной атмосферой¹²¹.

2. Наблюдаемые ионы CO^+ , N_2^+ также могут быть распространены по всей коме (не только вблизи ядра). Если их недостаточно много, то их полосы будут замаскированы интенсивными излучениями C_2 и CN ^{164, 165}.

3. Известны случаи, когда головы комет светились главным образом в полосах CO^+ . К таким кометам относятся комета Морхауза 1908 III ¹⁶⁴, комета Юмаса 1961e ⁵¹ (рис. 7). Полосы CO^+ начинали преобладать

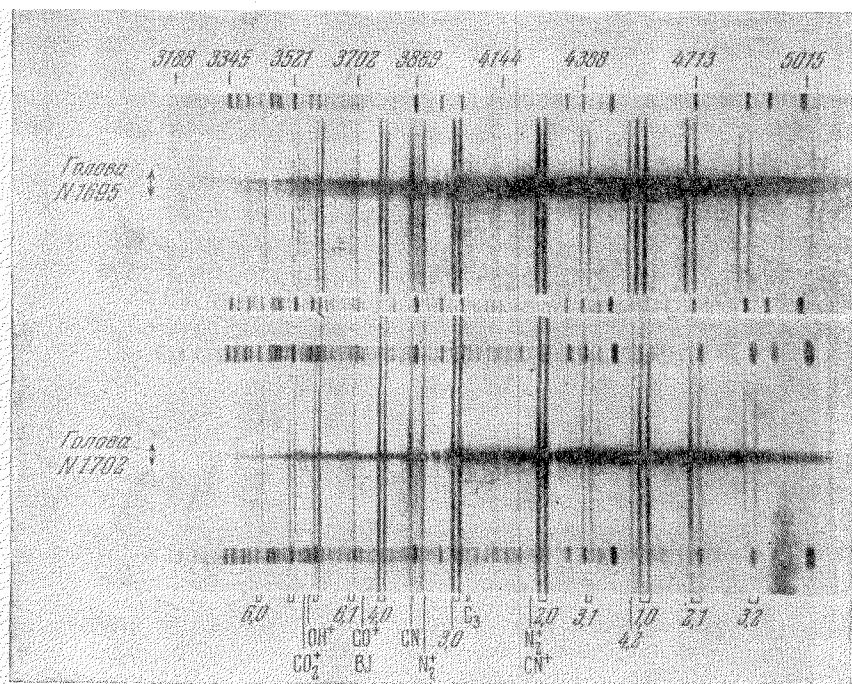


Рис. 7. Спектр кометы Юмаса 1961e, полученный Гринштейном. Как и у кометы Морхауза, в голове обильно представлены ионы (снимок из работы ⁵¹).

в спектре головы кометы Брукса 1911 V ¹⁴⁶, кометы 1893 IV ¹⁶⁴, 1939 III ¹⁴⁶ по мере их приближения к Солнцу.

По мнению К. Вурма ¹⁶⁴, например, голова кометы Морхауза 1908 III светила в полосах CO^+ , потому что эта комета была очень бедна цианом (CN), весьма обильным в других случаях. Это также свидетельствует в пользу п. 2.

4. Наличие «захлопывающихся» оболочек (см. § 4).

Степень ионизации комы колеблется от одного до нескольких десятков процентов ⁸⁷. Ее плазменная природа позволяет понять ряд наблюдаемых эффектов.

§ 2. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ЯВЛЕНИЙ В КОМЕТАХ

Большинство электродинамических эффектов в кометах возникает в результате взаимодействия кометной атмосферы с солнечными корпускулярными потоками или солнечным «ветром» (в дальнейшем мы будем говорить лишь о потоках, но следует иметь в виду, что, кроме специально оговариваемых случаев, все сказанное в равной мере относится и к солнечному «ветру»).

Однако поток и кома настолько разрежены, что свободный пробег протона до столкновения с кометной молекулой превышает размеры головы практически любой кометы (см. ниже). Поэтому, как уже указывалось во введении, непосредственное взаимодействие плазмы потока с кометной атмосферой чрезвычайно мало: чтобы объяснить наблюдаемые эффекты, требуются потоки нереально большой плотности $n_s \cong 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ (§ 6, 7). Таким образом, интерпретация большого комплекса кометных явлений приходит в противоречие с данными о межпланетной среде и корпускулярных потоках. Выяснилось, что решающую роль в процессе описанного взаимодействия играет магнитное поле. Влияние межпланетного поля на ускорения в хвостах I типа рассматривалось в ¹¹⁰. Однако поворотной точкой следует, по-видимому, считать работу Альвена ¹, которая

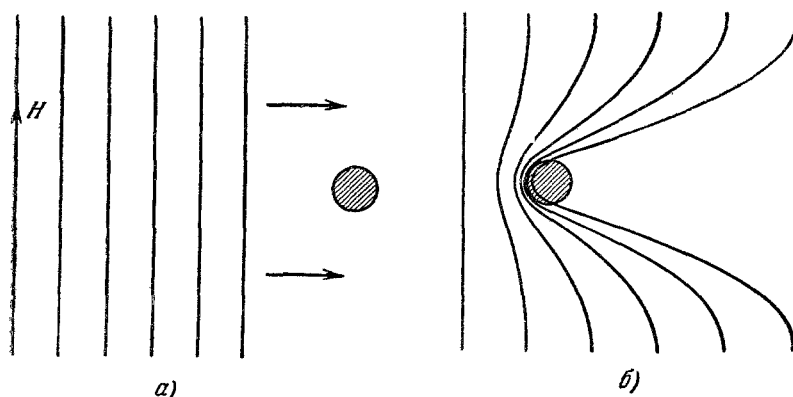


Рис. 8. Столкновение корпускулярного потока с кометой по Альвену ¹.
а) Положение до столкновения; б) деформация силовых линий магнитного поля под давлением кометы.

легла в основу нового направления — магнитогидродинамики комет. По гипотезе Альвена, при встрече с солнечным корпускулярным потоком благодаря возникающей при этом ударной волне происходит термоионизация кометного газа, что в свою очередь обуславливает «вмерзание» силовых линий потока в газ кометы. При дальнейшем движении последней силовые линии вытесняются головой кометы и принимают форму прямолинейных веерообразных лучей, расходящихся от Солнца, вдоль которых могут двигаться магнитогидродинамические волны. Возникает картина, приведенная на рис. 8.

Как было показано в ⁸⁷, в действительности возникает несколько иная картина, например термоионизация не имеет места, однако в схеме Альвена важно, что ионы рождаются в магнитном поле потока, вследствие чего происходит «вмерзание» поля H в кометный газ. Таким образом, возник вопрос о применимости магнитной гидродинамики в этом случае.

Если процесс столкновения с потоком может быть описан гидродинамически, естественно ожидать возникновения ударных волн. Известно, что гидродинамика применима, по крайней мере, если выполняется неравенство

$$\frac{l}{L} \ll 1, \quad (2,1)$$

где l — длина свободного пробега, L — характерный размер в рассматриваемой задаче. В данном случае за L естественно принять ξ_0 — радиус

головы кометы средней яркости. В теории ударных волн (2,1) заменяют аналогичным соотношением

$$\frac{\Delta x}{L} \ll 1, \quad (2,2)$$

где Δx — толщина фронта ударной волны. Как известно, $\Delta x \gg l$. Таким образом, (2,1) и (2,2) не выполняются и гидродинамика в чистом виде здесь неприменима. Ситуация, однако, меняется, если голова кометы плазменная (см. § 1). Тогда столкновение с корпускулярным потоком может рассматриваться как взаимопроникновение двух облаков разреженной квазинейтральной плазмы.

В последнее время проблеме бесстолкновительной ударной волны (т. е. ударной волны в плазме, где кулоновские столкновения редки или вообще отсутствуют) уделяется много внимания. Это существенно для физики горячей плазмы ⁴⁹ и др. (управляемый термоядерный синтез) и для астрофизики (теория внезапного начала магнитной бури ²⁸, кометы и т. д.). Выяснилось, что толщина фронта бесстолкновительной ударной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, есть величина порядка ^{49, 152}

$$\Delta x \sim \sqrt{r_H^i r_H^e} \quad (2,3)$$

или ^{136, 66, 47, 106, 137, 107, 11}

$$\Delta x \sim r_H^i, \quad (2,4)$$

где r_H^i, r_H^e — средние ларморовы радиусы иона и электрона.

В мощных корпускулярных потоках от хромосферных вспышек, распространяющихся со скоростью $v_s \cong 10^8$ см/сек, имеются магнитные поля $H \gg 10^{-4}$ э. Скорость солнечного «ветра» порядка $v_s \cong 3 \cdot 10^7$ см/сек, «замороженные» в нем магнитные поля порядка $H \gg 10^{-5}$ э ^{108, 153, 22}. Отсюда ларморов радиус протона получается $r_H^i \cong 2 \cdot 10^8$ см $\ll \xi_0$, т. е. условие (2,2) в этом случае выполняется. Ударная волна сформируется и пойдет по плазме потока в направлении к Солнцу. Так как вблизи перигелия ($\cong 1 \div 2$ а. е.) кометы непрерывно «обдуваются» солнечным ветром и довольно часто попадают в корпускулярные потоки, в коме «застраивается» магнитное поле прошедшей через нее намагниченной солнечной плазмы. Это связано с тем, что в процессе прохождения потока в голове кометы происходит ионизация (§ 6) и магнитное поле «вмерзает» в кому. Диссипация H может происходить главным образом благодаря джоулевым потерям, которые не настолько велики, чтобы уничтожить поле за время встречи с двумя последовательными потоками или крупномасштабными неоднородностями «ветра».

Время жизни поля в голове можно грубо оценить по формуле ²⁷

$$t_H \cong \frac{4\pi\lambda\xi_0^2}{c^2}, \quad (2,5)$$

где λ — проводимость. При степени ионизации порядка $\cong 1\%$ (см. § 1) λ можно найти из зависимости ^{140, 108}

$$\lambda = \frac{0,58 \cdot 4 \cdot (2kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} m_e^{1/2} e^2 \ln \Lambda}. \quad (2,6)$$

Принимая $T \cong 10^4$ К, $\ln \Lambda = 44$ — кулоновский логарифм, получим $\lambda \cong 7 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹. Отсюда $t_H \cong 10^{13}$ сек, тогда как время между двумя последовательными потоками, в которые попадает комета вблизи Солнца, по-видимому, не превышает недели. Отметим также, что $t_H \gg t_k$, где

t_k — характерное время физических процессов в голове кометы. Обычно

$$t_k \sim \frac{\xi_0}{V_T} \sim 10^5 \text{ сек},$$

где V — средняя тепловая скорость.

В некоторых работах постулируется наличие в коме магнитного поля неизвестного происхождения с источником в ядре^{16, 134}, убывающее от ядра к периферии головы. Такое распределение H действительно может установиться в свете идей Альвена¹: в процессе набегания потока на кому силовые линии концентрируются к ядру (см. рис. 8), возникает своеобразная магнитная «подушка». Однако источник поля, как видим, к ядру не имеет никакого отношения: поле потока «вмерзает» в кому и остается в ней.

Диссипация H сильно возрастает, если имеется относительное движение ионизованного и нейтрального компонентов, вследствие потерь на столкновения с нейтралами¹⁰⁸ (см. § 7). Такая ситуация имеет место в процессе «продирания» корпускулярного потока через слабо ионизованную кому. Однако в этом случае поле непрерывно поставляется в кому самим потоком, а после его ухода диссипация прекращается. Таким образом, в коме должно быть, по-видимому, магнитное поле с напряженностью порядка наблюдаемой в потоках. Поэтому при столкновении в комете, так же как и в потоке, формируется ударная волна, которая пойдет по плазме в голову и дальше в хвост I типа.

Физически это связано с тем, что протоны потока передают свой импульс кометным ионам через магнитное поле, даже если столкновения отсутствуют. Отметим, что гидродинамическое рассмотрение бесстолкновительной плазмы справедливо лишь при движении, перпендикулярном к магнитному полю²³; только в этом случае система уравнений для моментов функции распределения ионов замыкается без дополнительных предположений. Конфигурация поля в потоках неизвестна. Однако распределение H вряд ли достаточно упорядочено. Поэтому ударная волна, по-видимому, возникает, хотя, конечно, о структуре ее фронта и некоторых тонких деталях ничего сказать нельзя.

Отметим попутно, что при благоприятных условиях ударные волны при столкновении потока с кометой могут возникнуть и при отсутствии начального магнитного поля. Согласно⁹⁵ в подобной ситуации возникает неустойчивость, причем магнитное поле возникшего возмущения ограничивает распыливание переходной области. Ширина фронта описывается формулой⁹⁵

$$\Delta x \sim \frac{m_i}{m_e} \frac{c}{\omega_{0i}} \left(\frac{T_{\parallel}}{\Delta T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{\parallel}}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2,7)$$

где

$$\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel} > 0, \quad T_{\perp} = \frac{m_i}{2} (\overline{v_{\perp}^2} - \overline{v_{\parallel}^2}), \quad T_{\parallel} = \frac{m_i}{2} (\overline{v_{\parallel}^2} - \overline{v_{\perp}^2}),$$

$\omega_{0i} = \sqrt{4\pi e^2 n_i / m_i}$ — ионная плазменная частота, T_e — электронная температура. Функция распределения ионов может быть произвольной анизотропной, распределение электронов принимается изотропным ввиду малого времени их релаксации.

Как следует из (2,7), толщина фронта волны в корпускулярном потоке при отсутствии в нем магнитного поля есть величина порядка

$$\Delta x_s \sim 3 \cdot 10^{10} \frac{1}{\sqrt{n_s}} \frac{T_{\parallel}}{T_e} \sqrt{\frac{T_{\perp}}{\Delta T}}, \quad (2,8)$$

а в комете

$$\Delta x_c \sim 5 \cdot 10^{12} \frac{1}{\sqrt{n_c^i}} \frac{T_{||}}{T_e} \sqrt{\frac{T_{\perp}}{\Delta T}}, \quad (2,9)$$

где n_s — плотность потока, n_c^i — плотность ионов в комете. Легко видеть, что при достаточно больших (но допустимых) n_s , n_c , ΔT , T_e можно получить Δx_s , $\Delta x_c \ll \xi_0$, т. е. ударную волну.

§ 3. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В КОМЕТАХ

Итак, при вхождении кометы в корпускулярный поток возникают ударные волны. Одна волна распространяется по плазме потока в направлении к Солнцу, вторая — по коме к ядру и далее в хвост. Вслед за фронтом волны, бегущей по коме, движется граница раздела (поток — комета) — своеобразный магнитный «поршень», выметающий ионизованный газ из головы в хвост. Нейтральные молекулы проходят через «поршень» в поток беспрепятственно, ионизуются (см. § 6) и после этого также увлекаются магнитным полем. Так как свободный пробег нейтрала $l \gg \xi_0$, ударная волна в коме идет только по ионам. Плотность плазмы в голове убывает от центра к периферии (см. введение), поэтому фронт волны и граница раздела будут деформироваться. На оси удара торможение фронта будет максимально, на краях головы — минимально. Фронт и граница раздела начнут «захлопываться» к оси симметрии (рис. 9). Магнитное поле будет фокусироваться к центру головы.

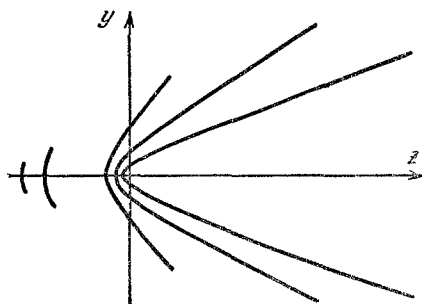


Рис. 9. Схематическое изображение возникновения и движения «захлопывающихся» оболочек.

По мере приближения к ядру видимые длины дуг оболочек растут, концы запахируются к продолженному радиусу-вектору.

Начальные параметры ударных волн (т. е. скачки скорости, давления и т. п. в момент соударения) рассчитаны в работах ^{86, 88}, причем предполагалось, что сначала волны плоские и перпендикулярные. Как известно, действие косых волн при углах встречи до 45° мало отличается от перпендикулярных ⁵³, поэтому в первых полукачественных расчетах ^{86, 88} такое допущение возможно.

В работе ⁸⁸ рассматривалось взаимодействие атмосферы кометы с солнечным корпускулярным потоком, образованным хромосферной вспышкой. В таких потоках имеются космические лучи, благодаря которым давление внутри потока p_s оказывается порядка кинетической энергии относительного движения потока и кометы

$$p_s \approx \frac{Q_s v^2}{2},$$

где $Q_s = m_H n_s$ — массовая плотность потока, $v \approx v_s \approx 10^8$ см/сек (относительная скорость $v \approx v_s$, так как орбитальная скорость кометы $v_c \approx 30 \div 40$ км/сек $\ll v_s$). Поэтому ударная волна в потоке будет слабой. Ударная волна в коме будет сильной, так как

$$p_c \ll \frac{Q_c^i v^2}{2}.$$

Сжатие газа в такой волне

$$\alpha_c \approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1} = 6,$$

где

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{7}{5}$$

для двухатомного кометного газа.

Сжатие в потоке находится из газодинамических законов сохранения⁸⁸:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 v_1 &= Q_2 v_2, \\ p_1^* + Q_1 v_1^2 &= p_2^* + Q_2 v_2^2, \\ \epsilon_2^* - \epsilon_1^* &= \frac{1}{2} (p_2^* + p_1^*) (Q_1^{-1} - Q_2^{-2}), \end{aligned} \right\} \quad (3,1)$$

где индекс 1 относится к невозмущенной плазме потока, 2 — к состоянию за фронтом волны; $p^* = p + p_{\text{к.л}}$ — полное давление (газовое + давление

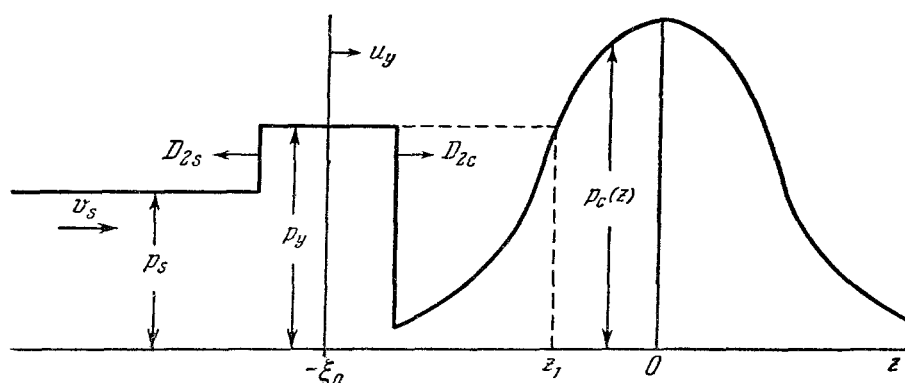


Рис. 10. К столкновению кометы с потоком.

p_y — давление, возникающее на границе раздела поток — комета при ударе; u_y — скорость движения границы раздела; D_{2s} , D_{2c} — скорости ударных волн, возникших при столкновении и распространяющихся соответственно в потоке и коме. Система отсчета — кометопентрическая.

космических лучей); $\epsilon^* = \epsilon + \epsilon_{\text{к.л}}$ — полная внутренняя энергия. Так как

$$\frac{H^2}{8\pi} \ll p_{\text{к.л.}},$$

магнитное давление не учитывается. Газ космических лучей считается политропическим с $\gamma_{\text{к.л}} = 1/3$, для газа в потоке $\gamma_s = 5/3$. Сжатие в потоке оказывается равным $\alpha_s = 2,53$.

В момент столкновения возникнет картина, приведенная на рис. 10. Скорости границы раздела, ударных волн, скачок давления определяются формулами^{141, 88}

$$\frac{u_y}{v_s} = \frac{\left\{ \frac{Q_c (1 - \alpha_s^{-1})}{Q_s (1 - \alpha_c^{-1})} + \frac{p_s^* - p_c}{Q_c v_s^2} \left[\frac{Q_c (1 - \alpha_s^{-1})}{Q_s (1 - \alpha_c^{-1})} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} - 1}{\frac{Q_c (1 - \alpha_s^{-1})}{Q_s (1 - \alpha_c^{-1})} - 1}, \quad (3,2)$$

$$D_{2c} = \frac{u_y}{1 - \alpha_c^{-1}}, \quad (3,3)$$

$$D_{2s} \cong v_s - \frac{v_s - u_y}{1 - \alpha_s^{-1}}, \quad (3,4)$$

$$p_y = p_c + \frac{Q_c u_y^2}{1 - \alpha_s^{-1}} = p_s^* + \frac{Q_s (u_y - v_s)^2}{1 - \alpha_s^{-1}}, \quad (3,5)$$

где u_y — скорость границы раздела, $Q_c = 28 m_H n_c^i$ — массовая плотность ионизованного компонента комы, D_{2c} , D_{2s} — скорость фронта ударной волны в коме и потоке соответственно, p_y — давление на границе обеих сред в момент удара. Полученные результаты сведены в табл. II.

Таблица II

$\frac{n_c^i}{n_s}$	$\frac{u_y}{v_s}$	n_c^i (см-3) при $n_s = 10^8$ см-3	u_y (см/сек) при $v_s = 10^8$ см/сек	$\frac{p_y}{p_c}$	$\frac{T_{2c}}{T_{1c}} \approx \frac{p_y}{p_c} \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$	$\frac{T_{2c} \text{ (эв)}}{\text{при } T_{1c} = 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}}$
$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,78	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$	$3,45 \cdot 10^4$
$3,3 \cdot 10^{-1}$	0,45	3,3	$4,5 \cdot 10^7$	$7,8 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^4$
3,3	0,12	$3,3 \cdot 10$	$1,2 \cdot 10^7$	$5,6 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^2$
$3,3 \cdot 10$	0,038	$3,3 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^6$	$5,9 \cdot 10^2$	98	84,5
$3,3 \cdot 10^2$	0,013	$3,3 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^6$	67	11,2	9,7

Здесь T_{2c}/T_{1c} — скачок температуры ионов за фронтом волны к коме.

Из-за спада плотности от центра головы кометы к краям, как указывалось, фронт ударной волны и граница раздела, бегущие по коме, тормозятся. Граница раздела остановится там, где $p_y \approx p_c(z_1)$. Отсюда можно найти z_1 , которое оказывается порядка $z_1 \cong 100 \div 5000$ км, т. е. соответствует области вблизи ядра, занятой ионами, происхождение которой было неясно. Сферу с центром в ядре и радиусом $z_1 = r_1$ можно назвать эффективным ядром⁸³. Граница раздела — магнитный «поршень» — «застраивает» на эффективном ядре, однако ударная волна, ослабившись до звука, пройдет через него. Так как при $z > 0$ (см. рис. 10) плотность снова уменьшается, звуковая волна, ускоряясь, снова станет ударной (§ 7—8). Проводимость газа в эффективном ядре низкая, поэтому застрявшее магнитное поле потока будет диффундировать через него, проходить в хвост (скорость диффузии оценивается в § 7).

В работе⁸⁶ рассматривалось взаимодействие кометы с «ветром» или корпускулярным потоком II рода (от солнечного факела). В таких потоках нет космических лучей, они менее мощные ($v_s \cong 3 \cdot 10^7$ см/сек, $H \sim 10^{-5}$ э, $n_s \sim 1 \div 10$ см⁻³, $p_s \cong \frac{H_s^2}{8\pi} \ll \frac{Qv^2}{2}$). Величины u_y , D_{2c} , D_{2s} , p_y и др. можно рассчитать по формулам (3,4) — (3,5) последовательными приближениями⁸⁶. При одних и тех же n_c/n_s величины u_y , D_{2c} , p_y и т. п. оказываются меньше, чем во «вспышечном» случае. Например, при $n_c/n_s \cong \cong 3,3 \cdot 10$ имеем $u_y \cong 6,3 \cdot 10^5$ см/сек, $T_{2c}/T_{1c} \cong 4,75$, $p_y/p_c \cong 13,4$ (ср. 4-ю строку табл. II).

Движение границы раздела и ударной волны обуславливает появление описанных во введении «захлопывающихся» оболочек в голове кометы (см. § 4).

Чтобы оценить торможение из-за роста плотности, нужно знать зависимость силы волны от n . На основании данных⁸⁹ в работе⁹¹ была найдена зависимость

$$\frac{\Delta p}{p} \cong \frac{\text{const}}{n_c^{0,43}}, \quad (3,6)$$

где $\Delta p/p$ (сила волны) — отношение скачка давления на фронте к давлению в невозмущенной плазме. Отсюда можно получить степень деформации фронта. В каждый момент времени очертания его описываются уравнением

$$t = \text{const} = \int_{-\xi_0}^z \frac{dz}{D_{2c}}, \quad (3,7)$$

причем

$$D_{2c}^2 = v_T^2 \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p} \right), \quad (3,8)$$

где v_T — скорость звука.

При вычислении (3,7) необходимо учесть (3,6) и формулу (3) из введения. Ясно, что фронт «захлопывается» к оси Oz в плоскости xy из-за наличия градиента плотности (см. рис. 9).

Пока волна сильная ($\Delta p/p \gg 1$), граница раздела в точности повторяет форму фронта идущей перед ней ударной волны. В этом случае сжатие перестает зависеть от $\Delta p/p$ и становится равным $\alpha_c = 6$. Тогда из (3,3) следует

$$D_{2c} = 1,2u_T. \quad (3,9)$$

Таким образом, магнитный «поршень» вслед за фронтом волны фокусируется к ядру, так что можно ожидать заметных кумулятивных эффектов. Сметая кометные ионы, такой фокусирующийся «поршень» концентрирует их в небольшой области в центре. Так как «поршень» останавливается на расстоянии $z_1 = r_1 \approx 100 \div 5000$ км от центра (см. выше), то, по-видимому, размер области, в которую попадают ионы, также будет близок к r_1 . Это объясняет, почему ионы наблюдаются вблизи ядра.

Может ли ударная волна вызвать взрыв в ядре — выброс галоса? Эта мысль впервые была выдвинута автором⁸⁴ и более подробно разобрана в работах^{86,91}. Позже она обсуждалась в работе¹³⁴.

Без учета кумуляции (насколько нам известно, в настоящее время в газодинамике нет решения задачи о сходящейся к центру в среде с переменной плотностью ударной волне) энергия, отданная волной твердому ядру, оказывается порядка $Q' \cong 10^{12}$ эрг⁹¹, т. е. значительно меньше, чем нужно для образования галоса (см. табл. I).

Чтобы учесть кумулятивный эффект в первом приближении, умножим Q' на фактор S/S_0 , где S — площадь поверхности головы кометы, S_0 — площадь поверхности ядра.

Легко видеть, что энергии

$$Q \sim Q' \frac{S}{S_0}$$

с запасом хватает на галосообразование.

§ 4. «ЗАХЛОПЫВАЮЩИЕСЯ» ОБОЛОЧКИ

У кометы Морхауза 1908 III в голове наблюдались оболочки, которые, двигаясь к ядру, одновременно «захлопывались» по направлению к радиусу-вектору, постепенно переходя в хвост. По наблюдениям Эддингтона⁴², по мере движения видимые длины дуг этих оболочек непрерывно росли, так что при подходе центральной части к ядру концы оказывались уже далеко в хвосте, образуя хорошо известные, движущиеся к продолженному радиусу-вектору «усики»-лучи. Скорости оболочек, наблюдавшихся у кометы Морхауза, заключены в пределах от $1 \div 2$ до $14 \div 15$ км/сек.

По мере приближения к центру головы очертания оболочек становились более резкими. Вблизи ядра они исчезали. В явном виде (непосредственно) такие оболочки наблюдались лишь у кометы Морхауза 1908 III, газ головы которой, по спектроскопическим данным, состоял главным образом из CO^+ ^{146, 164}. Однако «захлопывающиеся» оболочки характерны, по-видимому, не только для кометы Морхауза, но и для всех комет с развитыми хвостами I типа ²⁹. Многочисленные «усики»-лучи (концы оболочек) видны, например, у комет Брукса 1893 IV, Даниеля 1907 IV, Финслера 1937 V и многих других. Как справедливо отмечает К. Вурм ¹⁶⁴, разница между оболочками в комете Морхауза и оболочками в других кометах (первые наблюдались, как уже указывалось, непосредственно, а вторые — лишь по движению лучей в хвосте) обусловлена, по-видимому, различием в химическом составе: головы светят в основном в линиях нейтралов C_2 , CN, C_3 и др., в то время как в голове кометы Морхауза главным образом светились ионы CO^+ . Во всяком случае, это одна из основных причин.

Сопоставить появление оболочек с солнечными данными не представляется возможным, так как даже геомагнитные индексы Бартельса даются через каждые три часа, в то время как оболочки зарождались довольно быстро друг за другом с интервалами от 20 минут до двух часов ⁴².

Однако, как отметил А. Эддингтон ⁴² и позже О. В. Добровольский ²⁹, во время наблюдений 2.X 1908 г. высоты появления оболочек в комете Морхауза были значительно больше, чем в другие дни, и на эту же ночь (с учетом редукции данных к комете) приходится вспышка солнечной деятельности: индекс Бартельса был вдвое выше, чем в среднем для остальных дней ²⁹. Можно думать, таким образом, что имеется связь между возникновением оболочек и солнечными корпускулярными потоками. Впервые на такую возможность указал Эддингтон ⁴², предположив, что это явление обусловлено вхождением кометы в поток заряженных частиц, идущих от Солнца и оказывающих существенное действие на ядро кометы.

Позже С. В. Орлов ^{101, 102} отметил еще один интересный факт — «захлопывающиеся» оболочки в комете Морхауза зарождались примерно на той высоте, где наблюдаются многоярусные расширяющиеся пылевые оболочки. В случае кометы Морхауза оболочки появлялись, например, на высоте около миллиона километров ¹⁰².

Из параметров, характеризующих оболочки, известны их скорости и отношения сечений видимых дуг ⁴². Относительно изменения скорости по мере приближения к ядру трудно сказать что-либо определенное, так как имеется очень мало измерений, которые к тому же качественно различны: например, 27.X 1908 г. скорости оболочек явно убывали, а 30.X 1908 г. были почти постоянны. Особенно хорошо это видно из графиков работы ^{29, 35}.

Полную несостоятельность механической теории в вопросе о «захлопывающихся» оболочках впервые показал Эддингтон ⁴². В дальнейшем это было подтверждено работами ^{101 103, 48, 96, 97}.

То, что оболочки состоят из ионизованного газа, говорит о важной роли электродинамики для понимания этого явления. Первая, по-видимому, неудачная, попытка дать электродинамическое объяснение «захлопывающихся» оболочек содержится в работах ^{35, 29}. Согласно ³⁵ скорость оболочек $v \cong 2 \cdot 10^4 t^2$ см/сек, где t — время взаимодействия головы кометы с потоком. При $t \sim L_s/v_s \sim 10^{12}/10^8 \sim 10^4$ сек приходим к абсурдно большой скорости оболочки (L_s — «толщина» потока). Гипотеза ³⁵ встречает также множество других трудностей.

Более вероятной представляется следующая схема ⁹⁰. «Захлопывающаяся» оболочка возникает при встрече с корпускулярным потоком (или неоднородностью «ветра») — это магнитный «поршень», описанный в § 3.

«Захлопывание» есть следствие наличия градиента плотности (см. § 3); пока волна сильная, форма оболочки определяется формулой (3,7). Оболочки обнаруживаются благодаря сжатию плазмы в ударной волне, бегущей перед «поршнем». Так как они фотографировались в интегральном свете, ясно, что сжатие ионов в ударной волне в шесть раз будет заметнее, только если газ комы практически весь ионизован, как, например, у кометы Морхауза. В кометах с низкоионизованной комой оболочки, по-видимому, обнаружить практически невозможно из-за незначительного усиления свечения ионов, которых мало (численные оценки имеются в ⁹⁰). Однако оболочки и в этом случае, как видим, существуют, хотя и ненаблюдаемы. Это согласуется с мнением К. Вурма ¹⁶⁴.

Вычисленные скорости оболочек, как видим из табл. II и данных § 3, согласуются с наблюдательными данными, причем совпадение лучше для более слабых потоков — факельных и солнечного «ветра».

Частое появление оболочек связано, по-видимому, со структурностью потоков. Эта мысль принадлежит О. В. Добровольскому и подтверждена им данными наблюдений потоков ³⁵.

Существование оболочек (даже тогда, когда в голове они не видны, а обнаруживаются по движению лучей в хвосте I типа) лишний раз свидетельствует о плазменной природе комы: оболочка может возникнуть и двигаться лишь при передаче импульса протонов потока кометному газу через магнитное поле, что возможно, если кома плазменная (§ 1). Указанный механизм «захлопывания» действует и в хвостах I типа (см. § 8); он естественно объясняет, как будет показано, динамику лучевых систем. Детальный разбор явления содержится в ⁹⁰.

Здесь же уместно отметить следующее. При прохождении кометы Аренда — Роланда 1956 h через перигелий в 1957 г. от нее было принято радиоизлучение на частотах 27,7, 600, 1420 Мгц. Излучение на частоте 600 Мгц наблюдалось в области 8° с центром в ядре. Его отождествляют с монохроматическим излучением молекул CN, обусловленным переходом между подуровнями Λ-удвоения уровня $J'' = 15$ состояния $^2\Pi_{3/2}$ ^{26,143}. Радиоизлучение на частоте 27,6 Мгц (интенсивность $I = 5 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²гц*) наблюдалось приблизительно в 7000 милях от ядра в хвосте, причем источник удалялся вдоль продолженного радиуса-вектора ^{68, 94}. Однако в Кэмбридже его обнаружить не удалось ⁷⁸. Были предприняты также попытки обнаружить радиоизлучение кометы Барнема 1959 k ²⁵, Вильсона ⁴⁵, Секки — Лайнса 1961 с ¹³⁵. Результаты противоречивы: в работах ^{25, 45} эффект не обнаружен, в ¹³⁵ — обнаружен. Несмотря на возникающие сомнения, имеет смысл кратко обсудить вероятные механизмы радиоизлучения комет.

Равновесные механизмы были разобраны в ^{120, 150}. Они слишком слабы. Неравновесные механизмы рассматривались в работе ³⁶, где была показана неэффективность радиоизлучения, обусловленного взаимодействием протонов корпускулярного потока с пылевым компонентом ⁴⁴, синхротронного и черенковского излучения электронов в магнитном поле, радиоизлучения атомарного водорода кометной атмосферы.

В работе ³⁶ было выдвинуто предположение, что наблюдаемое в диапазоне 27,6 Мгц радиоизлучение вызвано плазменными колебаниями. В пользу такой гипотезы говорят особенности эффекта: уменьшение интенсивности с ростом частоты, непрерывные колебания интенсивности, движение источника. Частота 27 Мгц соответствует электронной плотности $n_e \cong 3 \cdot 10^8$ *см⁻³*; поэтому в ³⁶ предполагается наличие в хвосте ($n_{xв}^e \cong 10 \div 10^3$ *см⁻³*) неоднородностей с такой плотностью. Последнее представляется сомнительным ⁹⁰, однако основная идея ³⁶ о плазменных колебаниях, по-видимому, верна.

В работе ⁹⁰ была предложена другая схема: описанная выше «захлопывающаяся» оболочка сметает к центру ионизированный компонент комы, причем в некоторых случаях в эффективном ядре плотность $n_e \cong 10^8 \text{ см}^{-3}$. Пучковая неустойчивость во фронте ударной волны может вызвать плазменные колебания. Источник движется вдоль хвоста благодаря выметанию плазмы магнитным полем потока.

Трансформация плазменных волн в радиоизлучение наблюдаемой интенсивности в условиях комет может быть вызвана рассеянием указанных волн на флуктуациях диэлектрической проницаемости, а также в области нарушения геометрической оптики и при наличии больших градиентов плотности ^{21, 85}

В работах ^{85, 36} показано, что радиоизлучение комет не может быть отраженным солнечным, как предполагалось в ¹⁵⁹.

§ 5. ОЧЕРТАНИЯ ГОЛОВЫ КОМЕТЫ

Вид N -, E - и C -голов объясняется понятными причинами (см. введение). Хуже обстоит дело с M -головами, очертания которых близки к цепной линии ^{102, 14, 12}, тогда как из механической теории следует парабола ^{101, 102}. По мере приближения к Солнцу круглые диффузные C -головы часто уменьшаются в размерах, становятся резче, переходят в M -головы. Одновременно растет хвост I типа.

Если в периферических частях комы плотности ионов и нейтралов приблизительно одинаковы, то очертания головы на небесной сфере определяются конфигурацией магнитного поля, формирующего ионизированный компонент. В работах ^{83, 87} было показано, что абрис головы в этом случае действительно описывается уравнением цепной линии

$$z = a \operatorname{ch} \frac{y}{a}. \quad (5.1)$$

Разумеется, если степень ионизации невелика, ионов в спектре не видно, поле не может определять форму головы ⁸⁷.

Например, в работе ¹³⁴ предполагается, что причиной сжатия комы по мере приближения к перигелию является действие на нее магнитного и кинетического давлений солнечного «ветра», причем расчет проводится для кометы Энке, у которой согласно спектрам кома чисто нейтральная. Ясно, таким образом, что расчеты ¹³⁴ неверны.

§ 6. ПРОБЛЕМА ИОНИЗАЦИИ МОЛЕКУЛ В КОМЕТАХ

Как указывалось, наблюдаемые в кометах ионы CO^+ , N_2^+ , CO_2^+ образуют хвосты I типа. В голове ионы спектрально обнаруживаются лишь в небольшой области вблизи твердого ядра, размеры которой не превышают 5000 км ¹⁶⁵, в то время как поперечник головы кометы средней яркости — порядка $(2 \div 5) \cdot 10^5 \text{ км}$. Время жизни родительских молекул до образования ионов указанных сортов может быть найдено из различных соображений и составляет величину порядка $\tau_{\text{p}(\text{CO}^+)} \cong 10^{3,5} \text{ сек}$ ¹⁶⁵. Действительно, температура нейтрального газа заключена, по-видимому, в пределах от $T \cong 200^\circ \text{ К}$ (температуры ядра) до $T \cong 10^4 \text{ К}$ (приобретаемой в процессе диссоциации ¹⁵¹ «осколками» родительских молекул). Поэтому движущаяся с тепловой скоростью молекула ($v_{T=10^4 \text{ К}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, $v_{T=200^\circ \text{ К}} = 2,83 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$) пройдет 5000 км — путь до ионизации — за время $\tau = 2,5 \cdot 10^3 \div 1,77 \cdot 10^4 \text{ сек}$.

Приблизительно такое же значение $\tau_{\text{p}(\text{CO}^+)}$ получается из колебаний эмиссии CO^+ ¹⁶³. Интервал между появлениями «захлопывающихся» оболочек

типа кометы Морхауза также порядка 1—2 часов; за это время должна восстанавливаться ионизация, нарушенная прошедшей оболочкой, магнитное поле которой выметает в хвост I типа ионы из головы.

Причины ионизации молекул в кометах в настоящее время не ясны — все рассматривавшиеся механизмы слишком слабы, чтобы обеспечить наблюдаемую степень ионизации. Это неоднократно подчеркивается в литературе¹⁶⁵⁻¹⁶⁷.

Действительно, в поле солнечного фотосферного излучения $\tau_{\text{p}(\text{CO}^+)} \cong 10^{8,5} \text{ сек}$ ^{29, 165}, что на пять порядков превышает наблюдаемую величину. В поле жесткого излучения хромосферы и короны $\tau_{\text{p}(\text{N}_2^+)} \cong 10^6 \text{ сек}$ ^{29, 119}. Таким образом, фотоионизация, по-видимому, несущественна. Ионизация

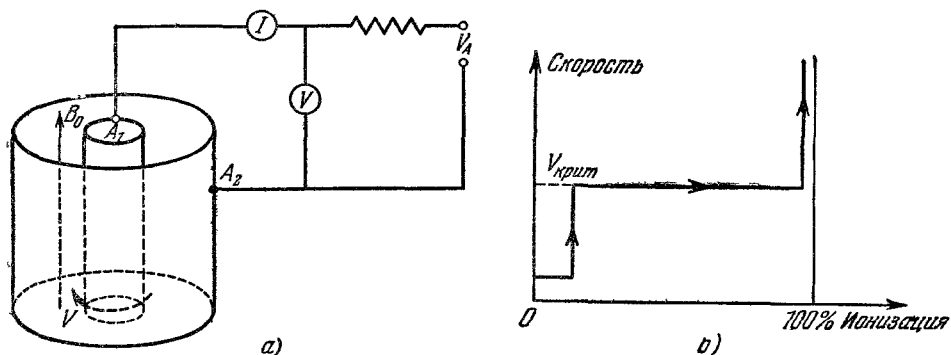


Рис. 11. Схематическое изображение эксперимента У. Фалесона^{2, 46}.

электронным ударом при попадании кометы в солнечный корпускулярный поток пренебрежимо мала⁸⁷. Возникновение ионов вследствие перезарядки^{7, 21}, идущей по схеме $\text{H}^+ + \text{M} \rightarrow \text{M}^+ + \text{H}$, где M — кометная молекула, также приводит к чрезвычайно большому времени $\tau \cong 3 \cdot 10^8 \text{ сек}$ при плотности потока $n_s \cong 10 \text{ см}^{-3}$. Необходимость столь высокой концентрации протонов в потоке, на 2—3 порядка превышающей реальные величины, — основной недостаток теории Л. Бирмана⁷.

Термоионизация в ударной волне (согласно идее Альвена) также несущественна из-за низкой плотности потока и комы⁸⁷.

В работе⁵⁹ предполагалось, что ионизация молекул в кометах вызвана теми же причинами, что и в опыте У. Фалесона⁴⁶. Между двумя коаксиальными цилиндрами A_1 и A_2 , расположенными в магнитном поле, как показано на рис. 11, а, помещался частично ионизованный газ (H_2 , N_2). При разряде ионизованный компонент приходил во вращение, так что создавалась ситуация, аналогичная кометной, — намагниченная плазма «продиралась» через нейтральный газ.

С ростом напряжения скорость вращения увеличивалась, пока не достигала некоторого критического значения, после чего росла степень ионизации, а скорость оставалась постоянной, равной $v = v_{\text{кр}} = \text{const}$. Когда ионизация приближалась к 100%, снова начинала расти скорость (рис. 11, б). Ясно, что при $v < v_{\text{кр}}$ энергия, поступающая в плазму, шла на увеличение скорости вращения; при $v = v_{\text{кр}}$ наступало насыщение — энергия шла на ионизацию. Чрезвычайно интересным оказалось то, что $v_{\text{кр}}$ удовлетворяло соотношению

$$\frac{Mv_{\text{кр}}^2}{2} = \chi_i, \quad (6.4)$$

где M — масса атома (молекулы) рассматриваемого газа, χ_i — потенциал его ионизации.

Если причины, вызывающие описанный эффект, действуют в кометах, то проблему ионизации можно было бы считать решенной, так как энергия протонов корпускулярного потока с запасом удовлетворяет (6,1).

Известно, что (6,1) с натяжкой выполняется для электронов ($M \rightarrow m_e$). Кинетическая энергия ионов для ионизации ударом должна быть порядка $\sim M\chi_i/m_e$. В связи с этим Х. Альвен² предположил, что в данной ситуации происходит перекачка энергии от ионов к электронам. По Альвену², атомы при столкновениях выбивают ионы из областей, в которых при этом образуется избыток электронов. Возникающая разность потенциалов ускоряет электроны до энергии порядка χ_i . Однако механизм Альвена, по-видимому, недостаточно эффективен, так как расстояние, на котором происходит расслоение зарядов, порядка дебаевского. Возникающая при этом разность потенциалов $\ll \chi_i$ (С. Б. Пикельнер).

Теория эффекта Фалесона дана в работе⁷⁷. В конечном итоге релаксация энергии (электронной и ионной) происходит в результате столкновений, что в «кометном» случае не имеет места: здесь время релаксации чрезвычайно велико⁸⁷ из-за низкой плотности потока. Таким образом, результаты⁴⁶ нельзя, по-видимому, экстраполировать на кометы.

Качественное решение проблемы ионизации предложено в⁹², однако для окончательных выводов необходимы количественные расчеты. Идея работы⁹² заключается в следующем.

По мере описанного в § 3—4 сжатия оболочки магнитное поле фокусирует протоны потока («ветра») к центру головы (см. рис. 9), их плотность увеличивается. Рост концентрации протонов потока увеличивает интенсивность их перезарядки с кометными молекулами. Уменьшение направленной скорости магнитной «стенки» и замороженных протонов, возникающее вследствие описанного в § 3—4 торможения, не окажет влияния на эффективность перезарядки ввиду сохранения адиабатического инварианта. Так как закон, по которому растет плотность ионизирующих протонов, должен быть близок к закону распределения плотности кометного газа, тормозящего магнитную стенку, можно, по-видимому, в первом приближении принять

$$n_s = n_s^0 \left(\frac{\xi_0}{r} \right)^2, \quad (6,2)$$

где ξ_0 — радиус головы кометы, r — расстояние до ядра, n_s^0 — невозмущенная плотность протонов потока.

Из (6,2) видно, что поток до столкновения с кометой может быть достаточно разреженным. Например, при $\xi_0 \cong 10^{10}$ см, $r_1 = 5 \cdot 10^8$ см (область, в которой наблюдаются ионы) и $n_s^0 \cong 10$ см⁻³ $n_s(r_1) \cong 4 \cdot 10^3$ см⁻³. Это обеспечивает время жизни родительских молекул до ионизации порядка $\tau_{p(CO^+)} \cong 1,3 \cdot 10^4$ сек при $v_s \cong 3 \cdot 10^7$ см/сек и $\tau_{p(CO^+)} \cong 4 \cdot 10^3$ сек при $v_s \cong 10^8$ см/сек. Таким образом, для объяснения наблюдаемой ионизации нет необходимости привлекать подобно Л. Бирману⁷ чрезвычайно плотные корпускулярные потоки: фокусировка протонов магнитным полем объясняет как наблюдаемое время жизни молекул в кометах до ионизации, так и природу малой области вблизи ядра, где наблюдаются ионы.

§ 7. УСКОРЕНИЯ В ИОНИЗОВАННЫХ ХВОСТАХ

Как упоминалось во введении, ускорения в хвостах комет II и III типов хорошо объясняются лучевым давлением солнечного света ($1 + \mu \leq 1$). В хвостах I типа ускорения наблюдаются по движению облаков (неизвестно как возникающих). Здесь $1 + \mu > 20$, причем часто $1 + \mu \sim 100 \div 1000$ ¹³³. Когда была установлена газовая природа этих хвостов, делались

попытки объяснить столь высокие ускорения с помощью теории лучевого давления в газах, развитой Паули. Первое применение ее к кометам дано Вурмом¹⁶². Ускорения кометных молекул под действием лучевого давления рассчитывал С. М. Полосков^{116, 117}.

Вынужденное излучение в условиях комет практически отсутствует. Импульсы отдачи при спонтанном переизлучении ориентированы произвольно, и в среднем отдача равна нулю. Поэтому ускорение определится импульсом, полученным молекулой в единицу времени при поглощении квантов $h\nu$. Верхний предел $1 + \mu$ согласно^{116, 117, 162, 29}

$$1 + \mu = \frac{2\pi e^2 h \nu^3 f_{12}}{m_e c^4 m_c (e^{h\nu/kT} - 1)} \frac{r_{\odot}^2}{a_{\odot} r_c^2}, \quad (7,1)$$

где f_{12} — соответствующая сила осциллятора, $r_{\odot}$ — радиус Солнца, r_c — гелиоцентрическое расстояние кометы, $a_{\odot}$ — ускорение силы тяжести на Солнце, m_c — масса молекулы.

Были найдены характерные длины волн для основных компонентов (CO^+ , N_2^+). Излучения CO^+ — так называемые полосы кометных хвостов — обусловлены электронными переходами $X\Sigma - A^2\Pi$ с главными эмиссиями $\lambda 4401-4023 \text{ \AA}$. Излучение N_2^+ — первая отрицательная система $X^2\Sigma - B^2\Sigma$ с основной эмиссией $\lambda 3914 \text{ \AA}$. Это дало возможность вычислить верхний предел ускорений ($f_{12} = 1$), обусловленных лучевым давлением, по формуле (7,1). Он оказался большим, $1 + \mu \cong 56$ ^{116, 117}, но недостаточным, чтобы объяснить такие высокие ускорения, как $1 + \mu \cong 100 \div 1000$. Однако газ в хвостах I типа является плазмой (CO^+ , N_2^+), и активность таких хвостов у различных комет хорошо коррелирует с геомагнитными возмущениями^{6, 81, 54, 34}. Можно было ожидать, таким образом, что большие $1 + \mu$ обусловлены взаимодействием плазменных хвостов с корпускулярными потоками.

Первые расчеты такого рода сделаны Л. Бирманом⁵⁻⁹. По Бирману, кометные ионы получают импульс от протонов потока через динамическое трение с электронами. Тогда ускорение кометного иона, получившего импульс от солнечного протона через трение с электронами, выразится формулой¹¹⁴

$$\frac{dv_c}{dt} \approx \gamma_{ce} \frac{m_e}{m_c} v_e \approx \frac{e^2 n_e}{\lambda m_c} v_e, \quad (7,2)$$

где λ — проводимость.

При $T = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ $v_e = 10^8 \text{ см/сек}$, $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\frac{dv_c}{dt} \approx 100 \text{ см/сек}^2$. Однако, как упоминалось, в потоках и «ветре» $n_e \ll 1000 \text{ см}^{-3}$, а ускорения бывают $\gg 100 \text{ см/сек}^2$. Таким образом, динамическое трение, по-видимому, не объясняет больших $1 + \mu$. Отметим, что точный учет динамического трения дает скорость передачи энергии от протонов к электронам потока, выражаемую формулой¹¹⁴

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{ei} = -\frac{4\pi}{\sqrt{2}} \ln \Lambda \frac{n_e e^4 m_p^{1/2}}{m_e \omega^{1/2}}. \quad (7,3)$$

Легко убедиться, что время перекачки энергии будет меньше времени прохождения потока через голову лишь при $n_e = n_s \approx 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Другими словами, протоны потока не могут передать импульс кометным ионам через динамическое трение из-за большой разреженности плазм потока и хвоста.

К. О. Кипенхойер⁶⁷ предложил учесть динамическое трение путем замены $m_e \rightarrow m_p$ в формуле силы, действующей на кометный ион, что, естественно, увеличивает $1 + \mu$ на три порядка. Однако такое допущение представляется физически совершенно необоснованным.

Торможение кометного иона в плазме потока (т. е. ускорение) за счет кулоновских и коллективных взаимодействий описывается известной формулой^{24, 140, 108}

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{4\pi n e^4 \ln \Lambda}{m_e m_e c_e^2} G \left(\frac{v_c}{c_e} \right), \quad (7,4)$$

где $c_e = \sqrt{2kT/m_e}$; вид функции G приведен в работе¹⁰⁸. Легко убедиться, что (7,4) дает dv_c/dt на 3—4 порядка меньше наблюдаемых.

В работах^{30, 60} на основе теории, развитой в^{17, 63, 64, 65, 104, 105}, рассматривалось торможение кометного плазменного облака в корпускулярном потоке за счет возбуждения неустойчивости. Однако в этих работах не учитывался нагрев электронов. Как показал Р. З. Сагдеев (см.¹⁰⁸, гл. 5, § 15), это приводит к неверным результатам.

Наиболее полно и всесторонне вопрос о торможении облака кометной плазмы в плазме корпускулярного потока за счет возбуждения пучковой неустойчивости рассматривался Хойлем и Харвитом в работе⁵⁸. Предполагалось, что магнитное поле отсутствует или параллельно направлению относительного движения потока и облака. В последнем случае, как известно, оно почти не оказывает влияния на характер возникновения неустойчивости. Рассматривалась четырехкомпонентная плазма (кометные и солнечные электроны, протоны, кометные ионы) с функцией распределения j -го сорта частиц

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_j f_{0j}(\mathbf{v}) + f_{1j}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t), \quad (7,5)$$

где $n_j f_{0j}$ относится к равновесному состоянию. Функция f_j удовлетворяет уравнению Больцмана с интегралом столкновений, равным нулю:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_j}{m_j} \mathbf{E} \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (7,6)$$

где

$$\mathbf{E} = \sum_j \int \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \int e_j f_{1j}(\mathbf{r}_j, \mathbf{v}', t) d\mathbf{v}' d\mathbf{r}_j.$$

Первое приближение к f_j , как обычно, удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial f_{1j}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{1j}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_j}{m_j} \mathbf{E} \frac{\partial f_{0j}}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (7,7)$$

Если ввести обозначения

$$F_1 = \sum_{j \neq i} e_j f_{1j}, \quad F_2 = \sum_j \omega_{0j}^2 f_{0j} = \sum_j \frac{4\pi n_j e_j^2}{m_j} f_{0j},$$

то, умножив (7,7) на e_j и просуммировав по j , получим

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial F_1}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{E}}{4\pi} \frac{\partial F_2}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (7,8)$$

Легко видеть, что (7,8) с точностью до постоянной совпадает с уравнением для первого приближения f_1 к функции распределения однокомпонентной плазмы.

Поэтому задача сводится к применению известных критериев устойчивости однокомпонентной плазмы к функции F .

Поправка F_1^* дается в виде

$$F_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = g(\mathbf{v}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)},$$

где ω и k — постоянные. Выбирая систему координат так, чтобы направление относительного движения совпадало с осью Oz , вводят величины

$$F_0(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int F_2(\mathbf{v}) dv_x dv_y, \quad (7,9)$$

$$u = \frac{\omega}{k}, \quad (7,10)$$

где $v = v_z$, $|\mathbf{k}| = k_z$.

Тогда, воспользовавшись критерием Нордлингера⁹⁸, авторы получают условие устойчивости в виде

$$U(u) \equiv \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_0'(v) dv}{v-u} > 0, \quad (7,11)$$

где $\mathcal{P}$ означает, что интеграл понимается в смысле главного значения; u — действительная величина, удовлетворяющая условию

$$F_0(u) = \min. \quad (7,12)$$

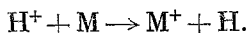
Если все невозмущенные функции распределения f_{0j} максвелловские, то окончательно общее выражение для F_0 примет вид

$$\begin{aligned} F_0(v) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \omega_{se}^2 \left(\frac{2\pi k T_{se}}{m_e} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_e(v-v_s)^2}{2kT_{se}} \right] + \omega_{ce}^2 \left(\frac{2\pi k T_{ce}}{m_e} \right)^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\ & \times \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2kT_{ce}} \right) + \omega_{sp}^2 \left(\frac{2\pi k T_{sp}}{m_p} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_p(v-v_s)^2}{2kT_{sp}} \right] + \\ & \left. + \omega_{ci}^2 \left(\frac{2\pi k T_{ci}}{m_i} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_i v^2}{2kT_{ci}} \right] \right\} dv_x dv_y, \quad (7,13) \end{aligned}$$

где индексы se , sp обозначают солнечные электроны и протоны, ce , ci — кометные электроны и ионы; ω_{se} , ω_{sp} , ω_{ce} , ω_{ci} — соответствующие частоты плазменных колебаний.

Имея (7,13) и (7,11), можно исследовать случаи, когда взаимодействие потока с плазмой хвоста порождает неустойчивость.

В работе⁵⁸ предполагается, что основным механизмом образования кометных ионов является описанная ранее перезарядка



Поэтому в (7,13) остаются солнечные электроны и кометные ионы. Тогда после замены переменных

$$\xi = \frac{v}{v_s}, \quad \alpha_1 = \left(\frac{kT_{se}}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} v_s^{-1}, \quad \alpha_2 = \left(\frac{kT_{ci}}{m_c} \right)^{\frac{1}{2}} v_s^{-1} \quad (7,14)$$

критерий устойчивости (7,11) примет вид

$$U(\xi) = - \left[\frac{\omega_1^2}{\alpha_1^2} \frac{h(\xi-1)}{\alpha_1} + \frac{\omega_2^2}{\alpha_2^2} h \left(\frac{\xi}{\alpha_2} \right) \right] v_s^{-1} > 0, \quad (7,15)$$

где

$$h(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x}{x-y} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

— функция, протабулированная Унзольдом¹⁴⁹.

Авторами работы⁵⁸ была принята электронная температура потока $T_{se} \approx 2 \cdot 10^6$ °К, т. е. равной электронной температуре солнечной короны. При этом взаимопроникающие плазмы потока и кометы у с т о й ч и в ы. Если выбрать T_{se} значительно меньше (например, $T_{se} \approx 10^4$ °К, что более близко к истине), то неустойчивость имеет место. Однако из-за нагрева электронов неустойчивость быстро останавливается и суммарный импульс, переданный потоком облаку, оказывается чрезвычайно малым⁵⁸. Таким образом, результаты⁵⁸ подтверждают выводы Р. З. Сагдеева (см.¹⁰⁸, гл. 5, § 15). Резюмируя, можно утверждать, что потери энергии относительного движения на возбуждение неустойчивости слишком малы, чтобы объяснить наблюдаемые ускорения.

Учитывая идеи Альвена¹ о важности магнитных полей, «вмороженных» в потоки, автором в работах^{84, 87, 90, 91} была высказана гипотеза о передаче импульса протонов потока кометным ионам через поперечное магнитное поле (см. § 2). Поток может проникнуть через магнитное поле, локализованное в облаке, на расстояние порядка $\Delta x \approx \sqrt{r_H^2 r_H^e}$ ⁵². При $v_s \approx 10^8$ см/сек, $H = 10^{-4} \div 10^{-5}$ э $\Delta x \approx 2 \cdot 10^7 \div 2 \cdot 10^8$ см, в то время как линейные размеры облаков порядка $l_0 \approx 10^9$ см, так что поток практически в облако не проникает. Таким образом, в первом приближении можно считать, что поток обтекает облако как некоторое «твердое» тело (можно изменить рассуждения, полагая, что имеется магнитное поле только в потоке). Поэтому ускорение, получаемое облаком, можно оценить качественно, используя формулу давления на обтекаемое тело⁷⁰ (подобный метод был применен впервые Л. И. Дорманом⁴⁰). Ускорение облака выразится формулой⁹¹

$$\frac{dv}{dt} \approx \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \gamma^{-\frac{1}{\gamma-1}} \frac{PM^2}{n_c m_e l}, \quad (7,16)$$

где P — давление в потоке, M — число Маха, $\gamma = c_p/c_v$.

Если, например, облако обдувается солнечным «ветром» ($v_s \approx 3 \cdot 10^7$ см/сек, $n_s \approx 1$ см⁻³; $n_c \approx 10^2$ см⁻³ — плотность ионов в облаке), то $dv/dt \approx 300$ см/сек².

Независимо от автора аналогичная в общих чертах идея — передача импульса через магнитное поле — была высказана в работе⁵².

Количественно этот вопрос рассматривался в^{86, 91}. Ударная волна, пройдя через эффективное ядро (см. § 3), ускоряется из-за спада плотности плазмы вдоль оси хвоста (Oz). Флуктуации плотности могут «продавить» фронт волны вследствие неустойчивости типа Рэлея — Тейлора. В результате образуются, по-видимому, облачные образования с локализованным магнитным полем. Вслед за ускоряющимся фронтом ускоренно движутся облака вместе с остальной плазмой. Газ за фронтом (и облака) приходит в движение благодаря тому, что вместе с фронтом через эффективное ядро «просачивается» магнитное поле — «поршень», увлекаемый потоком, передающий импульс плазме за фронтом.

Действительно, как указывалось в § 3, поток останавливается на эффективном ядре; ударная волна, ослабившись до звуковой, проходит через него. При $T = 10^4$ °К скорость фронта $D_{2c} \approx v_T \approx 3 \cdot 10^5$ см/сек. Из-за малой степени ионизации магнитное поле диффундирует через эффективное ядро со скоростью¹⁰⁸

$$v_D \approx \frac{c^2}{4\pi\lambda_3 r_1}, \quad (7,17)$$

где r_1 — радиус эффективного ядра, λ_3 — эффективная проводимость, которая значительно меньше λ из-за потерь на столкновения с нейтралами.

Известно ^{108, 62}, что

$$\frac{\lambda}{\lambda_3} \approx 1 + \frac{\varphi^2}{kk_e + kk_i + k_e k_i}, \quad (7,18)$$

где $\varphi = n_n/n$ — доля нейтральных молекул, $k = (\omega_e \tau)^{-1}$, $k_e = (\omega_e \tau_e)^{-1}$, $k_i = (\omega_i \tau_i)^{-1}$, ω_e , ω_i — электронная и ионная гирочастоты, $\tau_e \approx (n_e v_e \sigma_{en})^{-1}$, $\tau_i \approx (n_i v_i \sigma_{in})^{-1}$,

$$\tau \approx \frac{(kT)^2}{n_e e^4 v_e \ln \Lambda}$$

— время жизни до столкновения электрона и иона с нейтральной молекулой и электрона с ионом соответственно, σ_{en} , σ_{in} — соответствующие эффективные сечения.

Так как $kk_i \gg kk_e \gg k_e k_i$, то $\lambda/\lambda_3 \approx \varphi^2/kk_i$. При плотности зарядов в эффективном ядре $\bar{n}_i \approx \bar{n}_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ ^{86, 165} поле $H \approx 10^{-5}$ э, $T = 10^4$ °К, $\lambda_3 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ л. При $\lambda \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ (см. § 2) это дает $v_D \approx 10^5 \div 10^6 \text{ см/сек}$, т. е. величину порядка v_T .

Ускорение облака из-за спада плотности вдоль оси хвоста описывается приближенной формулой ⁹¹

$$\frac{dv}{dt} \approx -540 v_T^2 n^{-1,43} \frac{dn}{dz} \left[\frac{\text{см}}{\text{сек}^2} \right]. \quad (7,19)$$

Любопытно, что из (7,19) следует еще один эффект, давно известный наблюдателям ^{29, 55}, — уменьшение ускорения с удалением от ядра в хвост. Легко видеть, что он является следствием вида распределения плотности $n(z)$ и при $n \approx n_0 (z_0/z)^2$ всегда имеет место.

§ 8. СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗОВАННЫХ ХВОСТОВ

В отличие от пылевых и газопылевых хвостов II и III типов, хвосты I типа имеют богатую и чрезвычайно изменчивую структуру (см. рис. 2) и изобилуют тонкими деталями. Это связано с их плазменной природой: структура определяется электродинамикой.

Наиболее капитальной работой по выявлению статистических закономерностей, свойственных хвостам I типа, в настоящее время является работа К. Гоффмейстера ⁵⁴, в которой исследованы 202 снимка 13 комет.

Основные закономерности следующие ⁵⁴ (цитировано по ²⁹):

1. Так называемый главный луч (primäre Schweifstrahle), как правило, отклоняется от продолженного радиуса-вектора назад, т. е. в направлении, откуда движется комета; углы отклонения β чаще всего меньше 5° , но достигают в исключительных случаях 15 — 20° . Отклонения от продолженного радиуса-вектора вперед редки и достигают только небольшой величины. Наблюдаются быстрые изменения направления главного луча в течение нескольких часов и происходят таким образом, что луч обрывается, а новый луч с измененным направлением появляется из внутренней части комы.

2. Отклонение назад главного луча тем больше, чем активнее комета; оно достигает наибольшего значения ко времени наиболее богатого развития структуры комы и хвоста, часто в связи с возрастанием яркости.

3. Имеется статистическая связь между β и r_c ; отклонения назад уменьшаются с ростом r_c ; немногочисленные примеры отклонения вперед наблюдаются преимущественно при больших r_c .

4. Степень активности разных комет весьма различна. Некоторые реагируют очень легко и уже при больших r_c проявляют оживленную деятельность и богатую структуру (1908 III), другие мало активны (1894 II Гюля).

Все это требует своего объяснения. Отметим, что, по мнению Бирмана ⁷,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{v_t}{v_s},$$

где v_t — трансверсальная составляющая орбитальной скорости кометы, v_s — скорость корпускулярного потока. Аналогичную формулу записывает Альвен ¹.

Кроме перечисленных общих закономерностей, относящихся к хвостам в целом, имеется ряд эффектов, также не объясняемых механической теорией. К ним относятся, например, волновые движения в хвостах, движения по спирали, появление отдельных струй и потоков, образующих в совокупности лучевую систему, «захлопывание» лучей (струй) к оси хвоста и многое другое.

Из перечисленных и неперечисленных эффектов в литературе главным образом обсуждалось «захлопывание» лучей и волновые движения. Например, как отмечает Вурм ¹⁶⁶, происхождение струй и потоков в хвостах в принципе не ясно. Длина их порядка ⁴⁷ $l \approx 10^{11} \div 10^{13}$ см; диаметр $d \approx 2000$ км. Можно предполагать, что они возникают вследствие неустойчивости типа желобковой (С. Б. Пикельнер): магнитный «поршень» дробится, и плазма стекает в «желобки». Чтобы удерживать плазму в таком луче, необходимо поле порядка $H \cong 6 \cdot 10^{-6}$ э ⁸² ($d \cong r_H^{\frac{1}{2}}$ при тепловой скорости кометного иона).

«Захлопывание» лучей к оси хвоста, напоминающее, по образному выражению О. В. Добровольского ²⁹, «движение спиц закрываемого зонтика» (см. рис. 1), рассматривалось многими авторами.

В работе ¹⁴³ рассматривалась лучевая система в хвосте кометы Морхауза 1908 III. Согласно ¹⁴³ «захлопывание» — эффект кинематический: голова кометы экранирует хвост от корпускулярного потока. Экранировка сильнее вблизи ядра, где больше плотность и больше столкновений, меньше — на краях головы. Поэтому в хвосте по оси Oy (рис. 12) имеется градиент ускорений, который визуальнo приводит к «захлопыванию»: более удаленные от оси симметрии точки движутся быстрее точек, близких к оси.

В работах ^{166, 37} было показано, что описанная выше экранировка не имеет места. Причина все та же: чтобы эффективно заэкранировать хвост, необходимо много столкновений, в то время как поток и кома разрежены. Чтобы привести в соответствие теорию и наблюдения, необходимо плотность комы повысить на 2—3 порядка ³⁷ по сравнению с реально допустимыми значениями. Однако Вурм ¹⁶⁶ все же считает, что «захлопывание» — эффект кинематический, хотя происхождение градиента ускорений по оси Oy остается неясным (экранировка, как и в ³⁷, отвергается). Вероятно, «захлопывание» лучей к оси хвоста происходит по тем

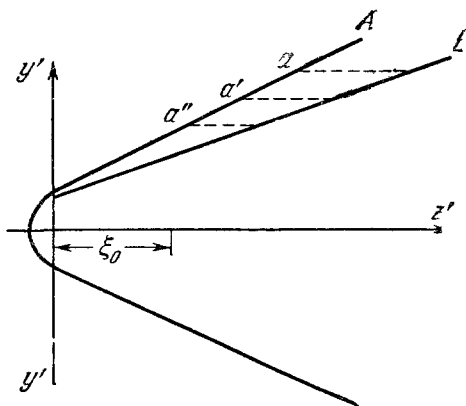


Рис. 12. «Захлопывание» лучей — концов оболочек к оси хвоста — эффект кинематический.

Из-за наличия градиента плотности по оси Oy в этом же направлении возникает градиент ускорений, так что $v_a > v_{a'} > v_{a''}$ (см. также ¹⁶⁶).

же причинам, что и сжатие оболочек^{86, 90} (тем более, что лучи — концы оболочек). Из-за наличия градиента плотности по оси Oy части фронта ударной волны и магнитного «поршня», близкие к оси хвоста, движутся медленнее, более далекие — быстрее. Возникает градиент ускорений по оси Oy и кинематическое «захлопывание» (ср. рис. 12). При этом не нужны большие плотности, так как импульс передается через магнитное поле и в отсутствие столкновений.

Количественные расчеты такой модели выполнены в работе¹²². Геометрия фронта (луча) описывается формулой (3,7); распределение плотности плазмы в хвосте выбиралось в виде

$$n \cong n_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^{1/2} \left(\frac{y_0}{y} \right)^2.$$

Вычисленные скорости и ускорения «захлопывания» соответствуют наблюдениям. Рассчитанные теоретически очертания лучей также близки к наблюдаемым.

Высказывалось предположение (Б. Ю. Левин), что существенную роль при движении луча к оси хвоста может играть отражение плазмы от магнитного поля, локализованного в луче. В работе⁶¹ форма луча рассчитывалась по «упругой» модели, аналогичной⁸³.

Волновые движения обычно наблюдаются в хорошо развитых хвостах I типа. Они хорошо видны на рис. 3 и 4. Параметры волн измерялись лишь у кометы Морхауза 1908 III Вольфом¹⁶⁰. По Вольфу, с удалением от ядра в хвост растут амплитуда A и длина волны Λ ; в¹⁶⁰ приводятся результаты измерений. В работе⁸⁹ содержится попытка дать теоретический анализ явления.

В соответствии с¹ предполагается, что распространяющиеся вдоль лучей волны есть волны Альвена. Показано, что рост A и Λ с удалением от ядра вызван ростом локальной альвеновской скорости $V = H/\sqrt{4\pi\rho}$.

Рост $V(z)$ означает, что поле H в хвосте с увеличением z уменьшается медленнее, чем плотность ρ . В рамках сделанного предположения теоретически найдено распределение поля в хвосте кометы Морхауза 1908 III.

Отметим, что при попадании хвоста в корпускулярный поток с большим запасом выполняется условие неустойчивости по отношению к возбуждению альвеновских волн, которое имеет вид³

$$v_s^2 > V^2 + V_s^2,$$

где V_s , V — альвеновская скорость плазм потока и кометы.

Таким образом, появление альвеновских волн в хвостах I типа представляется весьма вероятным.

Спиральные движения некоторых деталей в хвостах I типа наблюдались в работах^{82, 160}. Вопрос о происхождении данного эффекта в настоящее время остается открытым, хотя некоторые возможности обсуждены в⁸⁹. Показано, что спираль не есть результат движения объемного электрического заряда в магнитном поле хвоста, так как его величина (для совпадения с экспериментальными данными) должна на пять порядков превышать допустимую¹⁰⁹.

При взаимодействии корпускулярного потока с плазменным хвостом электроны быстро останавливаются, протоны проходят дальше. На возникающий ток в магнитном поле действует сила Ампера $[j, H]$, нормальная к скорости, которая может поэтому дать движение по спирали. Таким путем в^{112, 113} было интерпретировано движение узлов в солнечных протуберанцах.

Согласно расчетам⁸⁹ в кометах этот эффект мал из-за большой самоиндукции (электроны быстро подтягиваются к протонам). Чтобы обеспе-

чить ускорения порядка $\sim 10^3$ см/сек², необходимо нереально большое поле $H \cong 1 \div 10$ э. Однако в описанном случае, как упоминалось, возникает пучковая неустойчивость. Это приводит к эффективному уменьшению проводимости и самоиндукции¹¹¹, что может существенно изменить оценки⁸⁹.

Имеется и другая возможность возникновения спирали — наличие бессиловых полей. Например, при стационарном обтекании хвоста солнечным «ветром» уравнения магнитной гидродинамики имеют вид

$$[\mathbf{v} \operatorname{rot} \mathbf{v}] + \frac{1}{4\pi q} [\mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{H}] = -\frac{1}{q} \nabla \left(p + \frac{qv^2}{2} \right), \quad (8,1)$$

$$\operatorname{rot} [\mathbf{v} \mathbf{H}] = 0, \quad (8,2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (8,3)$$

В первом приближении плазма считается несжимаемой, невязкой, нетеплопроводной с бесконечной проводимостью. Так как поле $\mathbf{H}$ в хвосте приблизительно параллельно оси хвоста Oz и «ветер» также радиален, можно положить $\mathbf{v} \parallel \mathbf{H}$. Тогда при

$$p + \frac{qv^2}{2} = \text{const}$$

$\mathbf{H}$ удовлетворяет уравнению⁸⁹

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\text{const}}{1-A^2} \mathbf{H} = \beta \mathbf{H}, \quad (8,4)$$

где $A = v/V$, к которому приводится система (8,1) — (8,3).

Решение (8,4) дает известную бессиловую спираль⁸⁰:

$$H_z = cJ_0(\beta r), \quad H_\varphi = cJ_1(\beta r), \quad (8,5)$$

где J_0, J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядка, r, φ, z — полярные координаты.

Если в хвосте имеется бессиловое магнитное поле, то в силу принципа «вымороженности», двигаясь вдоль $\mathbf{H}$, облака кометной плазмы будут перемещаться по спирали. Однако все эти качественные соображения требуют количественной проверки. Очень важно также рассмотреть влияние электрических полей на процессы в кометах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Alfvén, Tellus 9, 92 (1957).
2. H. Alfvén, Revs. Mod. Phys. 32, 710 (1960).
3. А. И. Ахиезер, А. Б. Киценко, К. Н. Степанов, ЖЭТФ 40, 1866 (1961).
4. Bessel, Astron. N. 13, 300 (1836).
5. L. Biermann, Zs. Astrophys. 29, 274 (1951).
6. L. Biermann, Zs. Naturforsch. 8a, 127 (1952).
7. L. Biermann, La physique des comètes, Louvain, 1953.
8. L. Biermann, Revs. Mod. Phys. 32, 1008 (1960).
9. L. Biermann and Trefftz, Zs. Astrophys. 49, 111 (1960).
10. Ф. А. Бредихин, О хвостах комет, М., Гостехиздат, 1934.
11. A. A. Blank and H. Grad, Suppl. Nuovo cimento, № 1, 459 (1961).
12. N. T. Bobrovnikoff, Lick. Obs. Publ. 17, 309 (1931).
13. N. T. Bobrovnikoff, Revs. Mod. Phys. 14, № 2—3 (1942).
14. Bond, Ann. Astron. Observ. Harvard Coll. 3, 311 (1862).
15. L. Boss, Astrophys. J. 13, 30 (1894).
16. J. C. Brandt, Astron. J. 67, 180 (1962).
17. А. А. Власов, Теория многих частиц, М., Гостехиздат, 1950.
18. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерватории, № 17 (1954).
19. С. К. Всехсвятский, Публ. Киевской АО, № 3, 3 (1950).

20. С. К. Всехсвятский, Физические характеристики комет, М., Физматгиз, 1958.
21. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, Астрон. ж. 35, 694 (1958).
22. К. И. Грингауз, Доклад на Всесоюзной конференции по итогам МГГ, М., 1963.
23. G. S. Chew, M. Goldberger, F. Low, Proc. Roy. Soc. 236, 412 (1956).
24. S. Chandrasekhar, Principles of Stellar Dynamics, Chicago, 1942 (см. перев.: С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, М., ИЛ, 1948).
25. R. G. Conway, W. L. H. Shuter, P. A. T. Wild, Observatory 81, 106 (1961).
26. R. Coutrez, J. Hunaerts, A. Keeskelenbergh, Proc. IRE 46, 274, (1958).
27. T. Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 116, 218 (1956).
28. T. Gold, Gas Dynamics of Cosmic Clouds, Amsterdam, 1955, стр. 103.
29. О. В. Добровольский, Тр. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР 8 (1961).
30. О. В. Добровольский, Бюлл. САО, № 10, 3 (1954).
31. О. В. Добровольский, Астрон. ж. 31, 167 (1954).
32. О. В. Добровольский, Бюлл. САО, № 7, 3 (1953).
33. О. В. Добровольский, Бюлл. САО, № 8, 3 (1953).
34. О. В. Добровольский, Бюлл. САО, № 18, 5 (1956).
35. О. В. Добровольский, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, № 24, 3 (1958).
36. О. В. Добровольский, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, № 26, 3 (1958).
37. О. В. Добровольский, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, № 31, 9 (1962).
38. О. В. Добровольский, Бюлл. Комиссии по кометам и метеорам (1964) (в печати).
39. B. Dohrn and H. C. Urey, Astrophys. J. 123, 339 (1956).
40. Л. И. Дорман, в сб. «Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы», Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1958.
41. А. Д. Дубяго, Астрон. ж. 27, 5 (1950).
42. A. Eddington, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 70, 442 (1910).
43. Р. Егерман, Исследования Бредихина о кометных формах, СПб., 1903.
44. W. Erickson, Astrophys. J. 126, 480 (1957).
45. W. C. Erickson, P. Brissenden, Astrophys. J. 136, 1139 (1962).
46. U. V. Fahlson, Phys. Fluids 32, 959 (1960).
47. F. S. Fishman, A. R. Kantrowitz, H. E. Petschek, Revs. Mod. Phys. 32, 959 (1960).
48. A. D. Fokker, в сб. La physique des cometes, Louvain, 1953.
49. C. Gardner, H. Coertzel, H. Grad, C. Moravetz, M. Roze, H. Rubin, Труды II Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, Доклад 374, том 1, 1959.
50. J. L. Greenstein, Astrophys. J. 128, 106 (1958).
51. J. L. Greenstein, Astrophys. J. 136, 688 (1962).
52. M. Harwit and F. Hoyle, Astrophys. J. 135, 875 (1962).
53. H. Helfer, Astrophys. J. 117, 177 (1953) (см. перевод: Пробл. совр. физ. № 2 (1954)).
54. C. Hoffmeister, Zs. Astrophys. 22, 265 (1943).
55. C. Hoffmeister, Zs. Astrophys. 23, 1 (1944).
56. L. Houzaux et L. Battiau, Bull. de la Classe des Sci., 5 ser 43, 171 (1957).
57. L. Houzaux, Liege Inst. d'Astrophys. Collection, № 407, 1959.
58. F. Hoyle and M. Harwit, Astrophys. J. 135, 867 (1962).
59. W. Huebner, Revs. Mod. Phys. 33, 498 (1961).
60. З. М. Иоффе, Бюлл. Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 31, 16 (1962).
61. З. М. Иоффе, Бюлл. Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 37 (1964) (в печати).
62. Т. Каулинг, Магнитная гидродинамика, М., ИЛ, 1959.
63. F. D. Kahn, Revs. Mod. Phys. 30, 1069 (1958) (см. перевод в сб. «Межзвездная газодинамика», М., ИЛ, 1960).
64. F. D. Kahn, J. Fluid Mech., 2, 601 (1957).
65. F. D. Kahn, Astrophys. J. 129, 468 (1959).
66. A. Kantrowitz, R. Patrick, H. Petschek, AVCO Res. Rep., USA, № 63 (1959).
67. К. О. Кипенхойер, в сб. «Солнце», М., ИЛ, 1957.
68. J. D. Kraus, Astron. J. 53, 55 (1958).
69. В. П. Коноплева, Публ. Киевск. АО 5, 11 (1956).
70. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1954.
71. P. Lebedev, Astrophys. J. 31, 385 (1910).
72. Б. Ю. Левин, Астрон. ж. 20, 27 (1943).
73. Б. Ю. Левин, Астрон. ж. 25, 246 (1948).

74. Б. Ю. Левин, Успехи астрон. наук 3, 191 (1947).
75. Б. Ю. Левин, Астрон. циркуляр, № 229, 8 (1962).
76. Б. Ю. Левин, Астрон. ж. 39, 763 (1962).
77. Lin Shao-Chi, Phys. Fluids 4, 1277 (1961).
78. B. Lovell, в сб. «Парижский симпозиум по радиоастрономии», М., ИЛ, 1961.
79. V. Lloyd, V. Wallase, F. Miller, Astron. J. 63, 213 (1958).
80. S. Lundquist, Ark. Fys. 2, 361 (1950).
81. Rh. Lüst, Z. Astrophys. 51, 163 (1961).
82. Rh. Lüst, Z. Astrophys. 54, 67 (1962).
83. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 37, 508 (1960).
84. Л. С. Марочник, Астрон. циркуляр, № 222, 13 (1961).
85. Л. С. Марочник, Бюлл. Комиссии по кометам и метеорам Астросовета АН СССР, № 5 (1961).
86. Л. С. Марочник, Диссертация (Гос. астрон. ин-т им. П. К. Штернберга, Москва, 1962).
87. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 39, 678 (1962).
88. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 39, 1067 (1962).
89. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 40, 284 (1963).
90. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 40, 504 (1963).
91. Л. С. Марочник, Геомагнетизм и аэрономия 3, 714 (1963).
92. Л. С. Марочник, Астрон. ж. 40, 608 (1963).
93. A. McKellar, Astrophys. J. 69 (1944).
94. H. Miller, W. Priester, G. Fisher, Draft. Rep., Moscow Meeting, 1958.
95. С. С. Моисеев и Р. З. Сагдеев, ДАН СССР 126, 329 (1962).
96. Д. О. Мохнач, Уч. зап. ЛГУ, № 22, 4 (1938).
97. Д. О. Мохнач, ДАН СССР 120, № 6 (1958).
98. P. Nordlinger, Astrophys. J. 133, 1034 (1961).
99. Y. Ono, S. Sakashita, H. Yamazaki, Progr. Theor. Phys. 23, 294 (1960).
100. А. Я. Орлов, Тр. АО Юрьевского ун-та, № 21 (1910).
101. С. В. Орлов, Кометы, М., ОНТИ, 1935.
102. С. В. Орлов, Голова кометы и новая классификация кометных форм, М., Изд-во «Советская наука», 1945.
103. С. В. Орлов, Астрон. ж. 34, 237 (1957).
104. E. N. Parker, Phys. Rev. 112, 1429 (1958).
105. E. N. Parker, Astrophys. J. 129, 217 (1958).
106. H. E. Petschek, Revs. Mod. Phys. 30 (1958) (см. перевод в сб. «Межзвездная газодинамика» М., ИЛ, 1960, стр. 101).
107. H. E. Petschek, Suppl. Nuovo cimento, № 1, 448 (1961).
108. С. Б. Пикельнер, Основы космической электродинамики, М., Физматгиз, 1961.
109. С. Б. Пикельнер, О. Н. Митропольская, Астрон. ж. 25, 299 (1948).
110. С. Б. Пикельнер, С. М. Полосков, Астрон. ж. 32, 45 (1955).
111. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж. 40, № 4, 601 (1963).
112. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж. 33, 641 (1956).
113. С. Б. Пикельнер, Изв. Крымск. астрофиз. обс. 16, 104 (1956).
114. R. F. Post, High-Temperature Plasma research and Controlled Fusion, Ann. Revs., Palo Alto, Calif., 1959 (см. Р. Пост, Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции, М., ИЛ, 1961).
115. С. М. Полосков, Вестник МГУ, № 2, 27 (1948).
116. С. М. Полосков, Астрон. ж. 25, 243 (1948).
117. С. М. Полосков, Астрон. ж. 26, 260 (1949).
118. С. М. Полосков, Сообщения ГАИШ, № 60, 3 (1951).
119. С. М. Полосков, Астрон. ж. 28, 373 (1951).
120. С. М. Полосков, Астрон. ж. 30, 68 (1954).
121. С. М. Полосков, Астрон. ж. 33, 144 (1956).
- 122—123. Н. Г. Птицына, Бюлл. Комм. по кометам и метеорам АН СССР, № 9 (1964) (в печати).
124. N. Richter, Astron. N. 271, 207 (1949).
125. N. Richter, Astron. N. 277, 12 (1949).
126. Mitt. der A. G. (1953), 16, Hamburg, 1954.
127. N. Richter, Astron. N. 281, 241 (1954).
128. В. Г. Рийвес, Публ. Тартуск. АО 31, № 2 (1946).
129. В. Г. Рийвес, Астрон. циркуляр, 115, 5 (1951).
130. В. Г. Рийвес, Публ. Тартуск. АО 32, 117 (1952).
131. В. Г. Рийвес, Тр. АО в Душанбе 4, 8 (1954).
132. В. Г. Рийвес, Астрон. циркуляр, № 185, 16 (1957).
133. В. Г. Рийвес, Публ. Тартуск. АО 33, 103 (1957).
134. D. H. Robey, J. Astronaut. Sci. 9, 41 (1962).

135. Н. Ф. Рыжов, Г. М. Егорова, И. В. Госачинский, Н. В. Быстрова, Астрон. циркуляр, № 231 (1962).
136. Р. З. Сагдеев, Proc. 4th Int. Conf. Ioniz. Phenomena in Gases 2, Uppsala, 1959.
137. Р. З. Сагдеев, ЖТФ 31, 1185 (1961).
138. A. Schlüter, Zs Naturforsch. 5a, 72 (1950).
139. K. Schwarzschild, E. Kron, Astrophys. J. 34, 342 (1911).
140. L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, London, 1956 (см. перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957).
141. К. П. Станюкович, Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
142. P. M. Stier, C. F. Barnett, Phys. Rev. 109, 355 (1958).
143. P. Stumpff, Zs. Astrophys. 47, 225 (1959).
144. P. Swings, Lick. Obs. Bull. 19, 131 (1941).
145. P. Swings and A. A. Delsemme, Ann. d'Astrophys. 15, 1 (1952).
146. P. Swings and H. Hase, Atlas of Repr. Cometary Spectra, 1956.
147. A. Stawikowski et P. Swings, Ann. d'Astrophys. 23, 585 (1960).
148. P. Swings, Rep. Comiss. No. 15, Draft Rep., Moscow Meeting, IAU, 1958.
149. A. von Unsöld, Physik der Sternatmosphären, 1938 (см. перевод: А. Унзольд Физика звездных атмосфер, М., ИЛ, 1949).
150. Я. И. Ханин, О. И. Юдин, Астрон. ж. 32, 439 (1955).
151. В. И. Чередниченко, Диссертация (Киев, 1956).
152. В. П. Шабанский, ЖЭТФ 40, 1958 (1961).
153. И. С. Шкловский, Физика солнечной короны, М., Физматгиз, 1962.
154. Б. С. Шульман, Изв. ГАО, № 17, 1 (1947).
155. A. Weigert, Astron. N. 285, 117 (1959).
156. F. Whipple, Astrophys. J. 111, 375 (1950).
157. F. Whipple, Astrophys. J. 113, 464 (1951).
158. Ch Whitney, Astrophys. J. 122, 190 (1955).
159. H. Van Woerden, Hemel en dampkring 55, 89 (1957).
160. M. Wolf, Astron. N. 180, 2 (1909).
161. K. Wurm, Z. Astrophys. 8, 281 (1934).
162. K. Wurm, Z. Astrophys. 10, 285 (1935).
163. K. Wurm, Mitt. Hamburger Sternwarte 8, № 51 (1943).
164. K. Wurm, в сб. La Physique des comètes, Louvain, 1953.
165. K. Wurm, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 4, 369, 1961.
166. K. Wurm, Astron. J. 66, 362 (1961).
167. K. Wurm, Icarus, 1, 144 (1962).
168. K. Wurm und P. Maffei, Zs. Astrophys. 52, 294 (1961).
169. H. Zanstra, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 89, 178 (1928).
170. E. Roemer, Sky and Telescope 24, 125 (1962).
171. О. В. Добровольский, Астрон. ж. 31, 324 (1954).