

УДК 527.591

© 1990 г.

*Б. И. Грингауз, А. Варга, М. И. Веригин, Р. Грар,
А. А. Ораевский, А. П. Ремизов, А. К. Рихтер, К. Сеге*

**АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА КОМЕТЫ
ГАЛЛЕЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
КА «ВЕГА-1»**

В данной работе анализируются результаты измерений концентрации нейтрального газа прибором «Плазмаг-1» и построена численная модель, разумно описывающая полученное распределение, в которой различие величин концентраций на подлетной и отлетной частях траектории объясняется действием на кометные нейтралы сил радиационного давления Солнца.

На космическом аппарате «Вега-1» локальные характеристики нейтрального газа кометы Галлея могли быть оценены по данным напорного цилиндра Фарадея, ориентированного по вектору скорости КА относительно кометы (КЦФ), и ударного плазменного датчика (УПД). Оба прибора входили в комплекс плазменных экспериментов «Плазмаг-1» и позволили определить распределение кометного нейтрального газа начиная с расстояния $r \approx 3 \cdot 10^6$ км от кометного ядра вплоть до точки наибольшего приближения КА к ядру 8890 км. Предварительные оценки распределения концентрации нейтрального кометного газа n_n по данным КЦФ были опубликованы в [1–3] и по данным УПД – в [4–6].

Для определения n_n в датчиках комплекса «Плазмаг-1» использовался достаточно простой метод измерения тока вторичных электронов и ионов, выбитых при ударе нейтральной частицы о металлическую мишень. Простота этого метода, с одной стороны, определила уникальную чувствительность эксперимента, позволившего обнаружить присутствие нейтрального газа уже на $\sim 3 \cdot 10^6$ км от ядра (тогда как намного более сложный масс-спектрометр NMS на КА (Джотто) начал измерения n_n на порядок ближе к ядру при $r \leq 1,5 \cdot 10^5$ км [7]), с другой стороны, привела к некоторой неоднозначности полученных данных (отсутствие массового разрешения, влияние на показания датчиков УФ-излучения и потоков электронов).

В настоящей работе результаты измерений, проведенных с помощью датчиков КЦФ и УПД комплекса «Плазмаг-1», будут проанализированы совместно. Такой анализ уменьшает степень неопределенности интерпретации исходных данных. Построенное на его основе распределение n_n вдоль траектории КА позволяет также оценить ускорение кометного газа давлением солнечного излучения и реконструировать трехмерное распределение нейтральных частиц в окрестности кометы Галлея.

1. Методика измерений и их результаты. Датчик КЦФ отличался от традиционно используемых на КА цилиндров Фарадея. Во избежание повреждения сеток частицами кометной пыли система анализирующих сеток была заменена системой электродов $C_1 \div C_6$, выполненных в виде плоских дисков с 19 отверстиями в каждом с общей площадью $0,93 \text{ см}^2$.

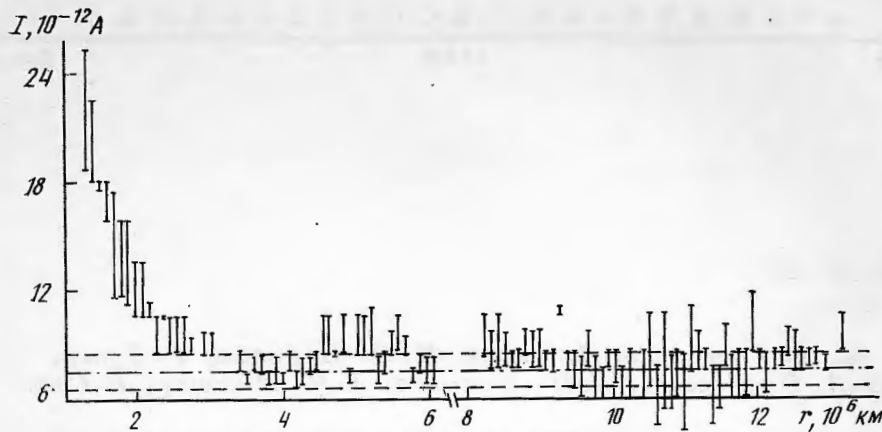


Рис. 1. Изменения регистрируемых датчиком КЦФ токов (режим измерения вторичных электронов). Подлетная часть траектории

диаметр отверстий увеличивался по мере приближения к Ni-коллектору; угловое поле зрения КЦФ составляло $\sim 0,12$ ср. Датчик УПД представлял собой плоский позолоченный коллектор площадью 1 см^2 , окруженный охранным кольцом. Более подробно устройство и принцип работы датчиков КЦФ и УПД описаны в [1–6].

При проведении измерений в окрестности кометы оба датчика были ориентированы перпендикулярно потоку кометного нейтрального газа, набегающего на КА со скоростью $v \approx 79,2 \text{ км/с}$. Угол между нормалью к поверхности датчиков и направлением на Солнце составлял $\sim 70^\circ$.

В околокометном пространстве на расстояниях $r \geq 10^6 \text{ км}$ от ядра токи датчика УПД измерялись 1 раз в $\sim 170 \text{ с}$, а ближе к ядру — ежесекундно. Коллекторные токи КЦФ измерялись значительно чаще — 1 раз в $\sim 20 \text{ с}$ при $r \geq 10^6 \text{ км}$ и 8 раз в 1 с при $r \leq 10^6 \text{ км}$ от ядра. Однако полный внутренний цикл изменения напряжений на управляющих электродах в четырех возможных режимах работы этого датчика составлял ~ 20 и ~ 1 мин соответственно.

Коллектор и охранный коллектор датчика УПД всегда находились под потенциалом -17 В , а электрод S_2 датчика КЦФ — под потенциалом -40 В . Эти отрицательные потенциалы предотвращали попадание на коллекторы фото- и вторичных электронов с поверхности КА, тепловых электронов окружающей плазмы с энергиями $E_e \leq 17$ и 40 эВ соответственно. Кроме того, в режимах, предназначенных для измерения потока нейтральных частиц, электрод S_4 находился под потенциалом $+3500 \text{ В}$ и не позволял кометным ионам и ионам солнечного ветра с энергией $E_i \leq 3500 \text{ эВ}$ попадать на коллектор КЦФ.

Применительно к условиям эксперимента на КА ток датчиков КЦФ и УПД можно записать в следующем виде:

$$I \approx I_{se} - I_{si} + I_{ph} - I_e, \quad (1)$$

где $I_{se, si}$ — токи вторичных электронов и ионов, выбитых из коллектора, пропорциональные потоку нейтральных частиц, I_{ph} — ток фотоэлектронов и I_e — ток достигающих коллектора энергичных электронов.

Для раздельной регистрации I_{se} и I_{si} на электрод S_6 датчика КЦФ подавались потенциалы $+40$ и -60 В соответственно. В первом случае — режим измерения тока вторичных электронов — подавлялся ток I_{si} и основной вклад в I давали I_{se} , I_{ph} и I_e :

$$I \approx I_{se} + I_{ph} - I_e. \quad (2)$$

Это же выражение применимо и для анализа изменений коллекторного тока УПД.

Рис.

a — д
ком
и УП

Во

лялся
перь со
дящими
ко уме
падать

На

жиме
к коме
ний $r \approx$
разбро
жении
рения
можно
показа
ного г

Ре

тока в
 $\sim 12 \text{ с}$
тока
заны
режим
 $\leq (1,5$

Дл

тоцен
практ
(2),
датчи
нечис

измерения

измерения

коллектору;
Д представ-
окруженный
боты датчи-

атчика были
ьного газа,
нормально к
~70°.

от ядра токи
жесекундно.
раз в ~20 с
олный внут-
родах в че-
20 и ~1 мин

одились под
потенциалом
ание на кол-
ловых элек-
ответственно.
отока нейт-
500 В и не
вергией $E_i \leq$

чиков КЦФ

(1)

коллектора,
электронов

гчика КЦФ
м случае —
ок I_{si} и ос-

(2)

коллекторного

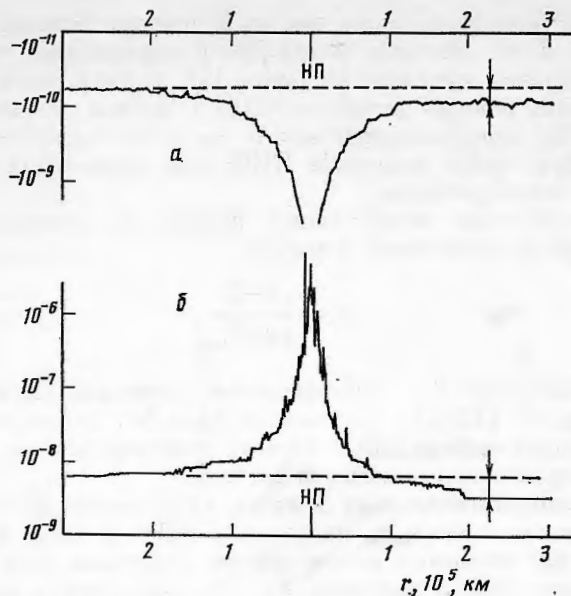


Рис. 2. Величины токов, измеренные датчиками прибора «Плазмаг-1» КА «Веги-1», 6.III 1986 г.

а — датчиком КЦФ (в режиме измерения токов вторичных ионов) и б — датчиком УПД. Стрелками показано изменение фонового тока I_0 для датчиков КЦФ и УПД после пролета КА в окрестности точки наибольшего приближения (НП)

Во втором случае — режим измерения тока вторичных ионов — подавлялся ток I_{se} , существенно уменьшался и изменял знак I_{ph} (этот ток теперь создавался не фотоэлектронами, выбитыми из коллектора, а приходящими на него фотоэлектронами, выбитыми из электрода C_0) и несколько уменьшался ток I_e , поскольку в этом случае на коллектор могли попадать только электроны с $E_e \geq 60$ эВ:

$$I \approx -I_{si} - I_{ph} - I_e. \quad (3)$$

На рис. 1 приведены результаты измерения I датчиком КЦФ в режиме измерения тока вторичных электронов при приближении «Веги-1» к комете Галлея 6.III 1986 г. в диапазоне кометоцентрических расстояний $r \approx (1 \div 13) \cdot 10^6$ км. Вертикальные отрезки на рисунке соответствуют разбросу значений коллекторного тока КЦФ, наблюдавшемуся на протяжении восьми измерений I за ~170 с 1 раз в 20 мин (результаты измерения I в этом режиме работы КЦФ на $r \leq 10^6$ км приведены в [3]). Как можно видеть из приведенных на рис. 1 данных, систематический рост показаний КЦФ, связанный с ростом концентрации нейтрального кометного газа, начался на $r \approx 3 \cdot 10^6$ км от ядра.

Результаты измерения коллекторного тока КЦФ в режиме измерения тока вторичных ионов, усредненные по ~100 измерениям на протяжении ~12 с (1 раз в 1 мин), приведены на рис. 2, а. Одновременные измерения тока УПД, усредненные по десятисекундным интервалам времени, показаны на рис. 2, б. Систематическое изменение показаний УПД и КЦФ в режиме измерения тока вторичных ионов началось на расстояниях $r \leq (1,5 \div 2) \cdot 10^5$ км от кометного ядра (рис. 2, а, б).

Для описанных здесь измерений характерно, что с увеличением кометоцентрических расстояний значения коллекторного тока выходят на практически постоянный «фоновый» уровень I_0 . Согласно выражениям (2), (3), величина и знак I_0 определяются значениями I_{ph} и I_e . Так, для датчика КЦФ, коллектор которого защищен от прямого попадания солнечного УФ-излучения, $I_0 \approx 7 \cdot 10^{-11}$ А (рис. 1), тогда как для УПД ве-

личина фонового тока была более чем на 2 порядка больше и составляла $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ А (рис. 2, б). Это обстоятельство и определило, что рост токов вторичных электронов при приближении КА к ядру начал регистрироваться существенно раньше датчиком КЦФ. С другой стороны, измерения I с помощью УПД продолжались вплоть до точки наибольшего приближения КА к ядру, тогда как токи КЦФ там превышали максимально регистрируемые этим прибором.

Оценка концентрации нейтральных атомов по показаниям КЦФ и УПД проводилась по следующей формуле:

$$n_n = \frac{I - I_0}{evSY_{e,i}}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, $Y_{e,i}$ — коэффициент вторичной электронной (для Ni (КЦФ) и для Au (УПД)) или ионной (для Ni) эмиссии при столкновении с коллектором нейтральных частиц, движущихся со скоростью v , S — площадь собирающей поверхности датчика.

2. Анализ экспериментальных данных. Основными факторами, определяющими точность оценки n_n по данным КЦФ и УПД в соответствии с выражением (4), являются непостоянство величины I_0 и неопределенность современного знания значений $Y_{e,i}$. По сравнению с этими факторами погрешностью измерений I можно пренебречь.

Величина фонового тока датчиков I_0 , определяющаяся значениями I_{ph} и I_e , может изменяться в околокометном пространстве вследствие вариации вдоль траектории КА рассеянного кометой УФ-излучения Солнца (вклад в I_{ph} от непосредственно попадающего на коллектор УФ-излучения Солнца можно полагать неизменным за время пролета) и изменения электронных потоков в окружающей КА плазме. Однако при значениях $I \gg I_0$ любыми вариациями последнего тока можно пренебречь. При таких значениях I абсолютная точность оценки n_n по данным КЦФ и УПД определяется отличием использовавшихся при анализе значений $Y_{e,i}$ от истинных.

В соответствии с этими соображениями ниже будет оценен вклад в I_0 рассеянного кометой УФ-излучения Солнца, а также влияние изменчивости I_0 на точность оценки распределения n_n в околокометном пространстве и обсуждены имеющиеся в настоящее время сведения о коэффициентах вторичной электронной и ионной эмиссии с использованных коллекторов.

а. Влияние рассеянного кометой УФ-излучения Солнца. Попадая на коллектор, рассеянное кометой УФ-излучение Солнца вызывает фотоэлектронную эмиссию, и электроны фототока регистрируются вместе со вторичными электронами, явившимися следствием бомбардировки коллектора нейтральными частицами.

Для оценки вклада рассеянного кометой Галлея солнечного УФ-излучения в ток датчиков КЦФ и УПД и его изменения вдоль траектории «Веги-1» удобно воспользоваться кометными спектрами, полученными на спутнике IUE [8]. На этих спектрах в диапазоне длин волн $\lambda \leq 2900$ Å, способных вызвать фотоэмиссию с Ni и/или Au, присутствует ряд характерных эмиссий H I (1216 Å), C I (1657 Å), Cs (2580 Å), OH (2820 Å) и др. Однако квантовый выход фотоэлектронов Y_{ph} с Au и Ni в пределах рассматриваемого диапазона быстро уменьшается на ~ 4 порядка величины с увеличением λ [9, 10]. Поскольку линия L_α (H I) является наиболее интенсивной в его коротковолновой части, то для оценки фототока с коллектора датчиков достаточно учитывать только рассеянное кометным водородом L_α -излучение Солнца. Для рассматриваемых металлов Y_{ph} составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ электрона на L_α -фотон [9, 10].

Величину фототока с коллекторов КЦФ и УПД, вызванного L_α -излучением, рассеянным кометным водородом, можно оценить следующим

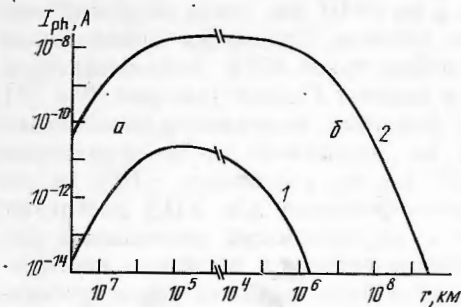


Рис. 3

Рис. 3. Расчетные кривые изменения вдоль траектории движения КА фототока, обусловленного рассеянным кометой L_α -излучением Солнца и попадающего в датчики: (1 — КЦФ, 2 — УПД), при подлете к ядру (а) и отлете от него (б)

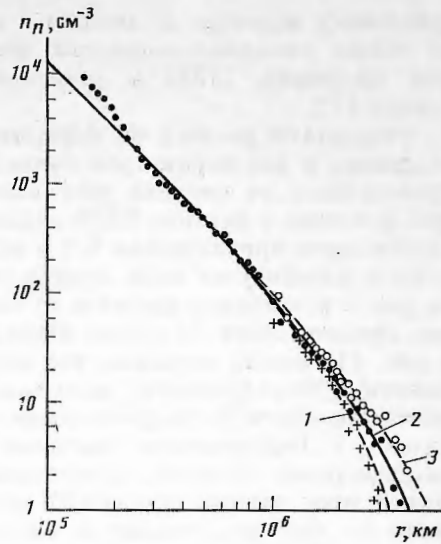


Рис. 4

Рис. 4. Профили концентрации n_n нейтрального газа кометы Галлея при различных величинах фонового тока I_0 и соответствующие им значения характерного масштаба ионизации: $L=1,4 \cdot 10^6$ (1), $1,9 \cdot 10^6$ (2), $3,0 \cdot 10^6$ км (3)

образом:

$$I_{ph} = egY_{ph} \iiint n_n(\rho) \frac{S(\theta) \cos(\theta)}{4\pi|\rho-r|^2} d^3\rho, \quad (5)$$

где $g=1,22 \cdot 10^{-3} (1/0,89)^2 \text{ с}^{-1}$ — вероятность рассеяния L_α -кванта на атоме Н в 1 с на 0,89 а.е. [11], r — вектор положения КА в кометоцентрической системе координат, ρ — радиус-вектор, θ — угол между скоростью КА относительно ядра v и вектором $\rho-r$, $n_n(\rho)$ — концентрация водорода в околокометном пространстве. Интегрирование в выражении (5) ведется по части пространства, ограниченной полем зрения датчика КЦФ или по полупространству для датчика УПД.

Наибольший интерес для нас представляет оценка I_{ph} при $r \leq 3 \cdot 10^6$ км. Согласно L_α -изображениям на таких расстояниях водородная кома кометы Галлея близка к сферически симметричной [11]. Однако полагать в (5), что всюду в диапазоне $10^4 \leq r \leq 3 \cdot 10^6$ км $n_n(r) \sim r^2$, не представляется возможным, так как кометный водород в основном — продукт двухступенчатой диссоциации воды. В качестве следующего приближения прием известную модель «дочерних и родительских молекул» (см., например, [12]):

$$n_n(r) = n_{20}(r) + n_8(r), \quad n_{20} \approx \frac{Q_0}{4\pi r^2 V_{20}} \frac{L_{20}}{L_{20} - L_1} (e^{-r/L_{20}} - e^{-r/L_1}), \quad (6)$$

$$n_8 \approx \frac{Q_0}{4\pi r^2 V_8} (Ae^{-r/L_1} + Be^{-r/L_1} - Ce^{-r/L_2}),$$

где n_{20} и n_8 — концентрация атомов водорода, движущихся со скоростями $V_{20} \approx 20$ и $V_8 \approx 8$ км/с соответственно; $L_{20} \approx 2 \cdot 10^7$ и $L_8 \approx 8 \cdot 10^6$ км — характерные пространственные масштабы фотоионизации этих атомов; $L_1 \approx 8 \cdot 10^4$ и $L_2 \approx 1,6 \cdot 10^5$ км — пространственные масштабы фотодиссоциации родительских молекул H_2O и дочерних молекул OH ; $A=L_8^2/(L_8-L_1)/(L_8-L_2)$, $B=L_8L_1/(L_8-L_1)/(L_2-L_1)$, $C=L_8L_2/(L_8-L_2)/(L_2-L_1)$ — безразмерные нормировочные коэффициенты; $Q_0 \approx 1,3 \cdot 10^{30} \text{ с}^{-1}$ — скорость производства ро-

дательских молекул. Входящие в выражение (6) константы выбирались на основе известных скоростей фотохимических процессов на 0,89 а.е. (см., например, [13]) и результатов анализа L_α -изображений кометы Галлея [14].

Результаты расчета по формуле (5) при описанных выше значениях входящих в нее параметров приведены на рис. 3. Как можно видеть из приведенных на рисунке результатов расчета I_{ph} , максимальные значения фототока в датчике КЦФ должны регистрироваться не в окрестности наибольшего приближения КА к ядру, а на $r \approx 10^5$ км, когда околоядерная область исчезнет из поля зрения этого датчика. Сравнивая приведенные на рис. 3 результаты расчетов со значениями токов КЦФ, наблюдавшихся при пролете «Веги-1» сквозь атмосферу кометы Галлея (см. рис. 2 в [3] и рис. 1), можно показать, что вклад фототока, вызванного рассеянным кометой УФ-излучением, максимален на подлетной части траектории движения «Веги-1» на расстоянии $r \approx 10^5$ км, где составляет $\sim 10\%$ от величины I . Рассчитанные значения такого фототока для УПД достигают максимальных величин, сравниваемых с характерными величинами фонового тока датчика при $r \leq 10^5$ км, однако остаются примерно постоянными на этих расстояниях и поэтому изменение величин токов, регистрируемых УПД на таких кометоцентрических расстояниях, нельзя связать с регистрацией им токов, обусловленных рассеянным кометой УФ-излучением Солнца.

б. Выбор значений фонового тока датчиков. Как отмечалось выше, выбор значений I_0 может повлиять на оценку n_n при $I - I_0 \leq I_0$, т. е. на оценку этого параметра по данным КЦФ в режиме измерения тока вторичных электронов при $r \geq 1,5 \cdot 10^6$ км (рис. 1) и на оценку n_n по данным УПД и датчика КЦФ в режиме измерения тока вторичных ионов на кометоцентрических расстояниях $r \geq 10^5$ км (рис. 2).

Рассмотрим сначала, как влияет изменчивость I_0 , наблюдавшаяся в показаниях КЦФ при подлете «Веги-1» к комете, на оценку n_n в период времени, непосредственно примыкающий к началу роста коллекторного тока КЦФ из-за возрастания концентрации кометных нейтралов, и на оценку характерной шкалы ионизации нейтрального газа. На рис. 1 штриховыми линиями отмечен диапазон значений $6,5 \cdot 10^{-12} \text{ A} \leq I \leq 8,5 \cdot 10^{-12} \text{ A}$, в пределах которого разумно выбирать конкретное значение I_0 . Значения n_n , рассчитанные по формуле (4), в случае использования верхней и нижней границ диапазона возможных значений I_0 , изображены соответственно крестиками и светлыми кружками на рис. 4, точками приведены значения n_n , рассчитанные для среднего уровня упомянутого выше диапазона при $I_0 \approx 7,5 \cdot 10^{-12} \text{ A}$ (штрихпунктирная линия на рис. 1). При $r \leq 1 \cdot 10^6$ км рассчитанные значения практически совпадают при любых I_0 и на рис. 4 оставлены только средние значения n_n .

Сплошной линией на рис. 4 показана простейшая теоретическая зависимость $n_n(r)$ согласно модели [14]:

$$n_n(r) \sim r^{-2} \exp(-r/L), \quad (7)$$

наилучшим образом аппроксимирующая экспериментальные данные при характерном масштабе ионизации нейтрального газа $L \approx 1,9 \cdot 10^6$ км. Схожая зависимость с $L \approx 2 \cdot 10^6$ км использовалась ранее в [1, 3] для приближенного описания распределения n_n в окрестности кометы Галлея по данным датчика КЦФ. Штриховыми линиями на рис. 4 показаны зависимости (7) при экстремальных значениях фонового тока. Соответствующие масштабы ионизации $L = 1,4 \cdot 10^6$ и $3 \cdot 10^6$ км. Таким образом, неопределенность входящего в выражение (7) параметра L , определяющуюся изменчивостью I_0 , можно оценить фактором 1,5.

Величина фонового тока подвержена не только нерегулярным вариациям. Так, например, в [4] было обращено внимание на уменьшение I_0 , регистрируемого датчиком УПД на отлетной части траектории «Веги-1,2».

Это уменьшение интерпретировалось как результат модификации эмиссионных свойств коллектора и/или уменьшения его эффективной площади S в результате воздействия пылевых частиц. В рамках этой гипотезы в [5] была построена количественная модель изменения S датчика УПД за время пролета «Веги-1», использованная для оценки n_n по данным этого датчика. Качественное отличие результатов расчетов n_n с учетом возможной деградации S от результатов оценки n_n при использовании разных значений I_0 на подлетной I_0^{in} и отлетной I_0^{out} частях траектории «Веги-1» [4] заключается в следующем: в первом случае всюду в диапазоне $r \leq (1,5 \div 2) \cdot 10^5$ км $n_n^{\text{out}} \geq n_n^{\text{in}}$, во втором случае почти везде в этом же диапазоне $n_n^{\text{out}} \leq n_n^{\text{in}}$ и только при $r \leq 1,5 \cdot 10^4$ км сохраняется прежнее неравенство.

В целях уменьшения неопределенности оценок n_n рассмотрим данные КЦФ и УПД совместно. Как можно видеть из приведенных на рис. 2 значений коллекторного тока, после НП меньшие значения I_0 стали регистрироваться также и датчиком КЦФ, однако изменение фонового тока этого датчика $\Delta I_0 = I_0^{\text{in}} - I_0^{\text{out}} \approx 2,7 \cdot 10^{-11}$ А было в $\sim 10^2$ раз меньше, чем для УПД, где $\Delta I \approx 3,2 \cdot 10^{-9}$ А (рис. 2). Сходное соотношение между ΔI_0 можно ожидать в случае увеличения потока тепловых электронов с $T_e \approx 20 \div 30$ эВ при отлете «Веги-1» от кометы. Действительно, отношение угловых полей зрения датчиков УПД и КЦФ составляет ~ 50 , кроме того, коллектора УПД могли достичь электроны с энергией $E_e \geq 17$ эВ, а коллектора КЦФ только электроны с $E_e \geq 60$ эВ.

Бóльшие потоки электронов на отлетной части траектории «Веги-1» возможны, так как эта часть траектории на $\sim 40^\circ$ ближе к подсолнечной точке, чем подлетная, а согласно МГД-моделям обтекания комет (см., например, [15]) ближе к подсолнечной точке и должны наблюдаться бóльшие значения концентрации плазмы. Отметим также, что на отлетной части траектории «Веги-2», где проводились измерения энергетических спектров электронов [16, 17], в действительности наблюдались бóльшие электронные потоки.

Поэтому при дальнейшем анализе данных УПД и КЦФ в режиме измерения токов вторичных ионов в этой статье будем использовать различные значения фонового тока этих датчиков при подлете «Веги-1» к ядру и отлете от него. В соответствии с приведенными на рис. 2 данными для датчика КЦФ будем использовать $I_0^{\text{in}} \approx -5,5 \cdot 10^{-11}$ А и $I_0^{\text{out}} \approx -8,2 \cdot 10^{-11}$ А, для датчика УПД — $I_0^{\text{in}} \approx 6,5 \cdot 10^{-9}$ А и $I_0^{\text{out}} \approx 3,3 \cdot 10^{-9}$ А. Результаты оценок по данным датчиков УПД и КЦФ в режиме измерения тока вторичных ионов при $I - I_0 \ll 1,5 I_0$, в большей степени зависящие от выбора I_0 , в дальнейшем анализе использоваться не будут.

в. Выбор коэффициентов вторичной эмиссии заряженных частиц. Как уже отмечалось выше, при $I - I_0 \gg I_0$ абсолютная точность оценки n_n определяется неточностью знания значений коэффициентов вторичной электронной и ионной эмиссии $Y_{e,i}$ с использованных коллекторов.

При взаимодействии потока атомных частиц с поверхностью твердого тела одновременно может происходить около двух десятков различных физических процессов [18].

К сожалению, физические явления, сопровождающие бомбардировку поверхности нейтральными частицами, движущимися со скоростью ~ 80 км/с, до сих пор изучены недостаточно полно. Препятствием развитию исследований в этом направлении послужила трудность получения управляемого по энергии и интенсивности потока монокинетических нейтральных частиц и особенно трудность их регистрации [18, 19].

При бомбардировке поверхности атомными частицами эмиссия электронов складывается из двух видов эмиссии: потенциальной и кинетической [20]. Потенциальная эмиссия может происходить только при приближении возбужденного атома или иона к поверхности металла. В этом случае

при оже-релаксации возбужденного атома или оже-нейтрализации иона энергия, затраченная ранее на возбуждение или ионизацию атома, может быть передана электрону металла. При скорости бомбардирующих коллектор частиц $v \approx 80$ км/с, много меньшей $2 \cdot 10^8$ км/с — характерной скорости орбитального движения электронов — вероятности электронных переходов и коэффициент потенциальной электронной эмиссии не зависят от v [18, 20]. Такая эмиссия электронов может происходить, например, при столкновении с коллектором типичных кометных ионов O^+ , OH^+ , H_2O^+ или соответствующих возбужденных частиц.

Однако в околокометном пространстве количество возбужденных нейтральных частиц мало по сравнению с числом этих же частиц в основном состоянии, поскольку характерное время снятия возбуждения на много порядков величины меньше характерного времени жизни нейтрала до возбуждения [21]. Используя результаты измерений ионного компонента плазмы на «Вега-1» и Джотто, можно также показать, что поток ионов с энергией > 3500 эВ в КЦФ в диапазоне кометоцентрических расстояний $1,5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^6$ км на 2—3 порядка величины меньше потока нейтральных частиц. Таким образом, потенциальной эмиссией электронов можно пренебречь.

Кинетическая электронная эмиссия может происходить также и при облучении поверхности металла нейтральными частицами, находящимися в основном состоянии. В ряде работ [22—24] было проведено сравнительное измерение кинетической эмиссии при бомбардировке металлов нейтральными атомами и ионами, показавшее, что заряд иона не оказывает существенного влияния на процесс кинетической эмиссии электронов. По-видимому, кинетическое выбивание электронов происходит при значительно большем сближении иона с поверхностью металла, чем критическое для оже-нейтрализации, т. е. после нейтрализации иона и превращения его в атом [25]. Таким образом, оценку величины коэффициента кинетической эмиссии электронов, вызванной столкновением нейтральных частиц с поверхностью металла, можно, по-видимому, провести, оценив коэффициент кинетической эмиссии при бомбардировке металла соответствующими ионами.

Основным компонентом, слагающим кому кометы, является молекула воды и продукты ее диссоциации. В ряде исследований кинетической эмиссии электронов молекулярными ионами было обнаружено, что при бомбардировке мишени такими ионами AB^+ наблюдается кинетическая ионно-электронная эмиссия с коэффициентом Y_{AB^+} , равным сумме коэффициентов Y_{A^+} и Y_{B^+} : $Y_{AB^+} = Y_{A^+} + Y_{B^+}$, где Y_{A^+} и Y_{B^+} — значения этих коэффициентов при скорости атомных ионов, равных скорости молекулярного иона. Например, в работах [26, 27] авторы, рассматривая кинетическую эмиссию, пришли к выводу, что коэффициент $Y_{N_2^+}(E) = 2Y_{N^+}(E/2)$ и $Y_H(E) : Y_{H_2}(E/2) : Y_{H_3}(E/3) = 1 : 2 : 3$. Эти закономерности легко объясняются, если исходить из предположения о том, что молекулярный ион при ударе о поверхность диссоциирует и образовавшиеся частицы взаимодействуют с поверхностью с той же скоростью, что и молекулярный ион, обладая энергией, пропорциональной их массе [19].

Таким образом, если считать, что молекулы группы воды, ударяясь о поверхность Ni-коллектора со скоростью 80 км/с, диссоциируют, их взаимодействие с поверхностью можно рассматривать как взаимодействие атомов водорода с энергией ~ 30 эВ и кислорода, обладающего энергией ~ 550 эВ. Поскольку кинетическая эмиссия может происходить при энергиях падающих частиц выше пороговой, составляющей несколько сотен электронвольт (см., например, [28, 29]), то атом водорода, по-видимому, не может вызвать вторичную электронную эмиссию. В этом случае взаимодействие молекул группы воды с поверхностью возможно рассматривать как бомбардировку мишени атомарным кислородом с энергией ~ 550 эВ.

Современные представления о механизме кинетической ионно-электронной эмиссии металлов высказаны в работах [27, 30–32]. Согласно этим работам коэффициент выхода вторичных электронов можно оценить как:

$$Y_e = \lambda N \sigma(v) w(\delta), \quad (8)$$

где N — число атомов мишени в 1 см^3 , λ — длина пробега вторичных электронов внутри металла, $w(\delta)$ — вероятность вырывания электрона в результате оже-рекомбинации, δ — глубина заполненной зоны, в которой находится дырка, $\sigma(v)$ — эффективное сечение ионизации атомного остатка металла.

Для Ni-мишени величину $w(\delta) \approx 0,07$ можно оценить по представленному в работе [18] графику зависимости этой вероятности от атомного номера материала мишени. Эффективное сечение ионизации вычисляется по формуле

$$\sigma(V) = \frac{1,39 a_0 h}{I} (z_1, z_2) S(v), \quad (9)$$

где значение $f(z_1, z_2) = (\sqrt{z_1} + \sqrt{z_2}) (\sqrt[6]{z_1} + \sqrt[6]{z_2})^3$, $I \approx 13 \text{ эВ}$ — средний потенциал ионизации для внешних оболочек атомов мишени, a_0 — радиус первой борновской орбиты, равный $5,3 \cdot 10^{-9} \text{ см}$, h — постоянная Планка, $S(v) = 5,25 v \arctg [0,6 \cdot 10^{-7} (v - v_0)]$, $v_0 \approx 7 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, z_1 — заряд атома кислорода [31]. Зависимость λN от зарядового числа мишени z_2 [33] берется в виде

$$\lambda N \approx 1,14 \cdot 10^{17} z_2^{-0,6}. \quad (10)$$

Таким образом, в соответствии с выражением (8) значение коэффициента кинетической эмиссии электронов с Ni-коллектора при бомбардировке его нейтральными молекулами группы воды в условиях эксперимента на «Вега-1, 2» можно оценить как $Y_e \approx 0,26$. Аналогичные оценки для Au-коллектора приводят к $Y_e \approx 0,12$. Однако надежность таких оценок Y_e весьма невысока, их точность вряд ли превышает фактор $2 \div 3$; так, например, в работе [34] высказано предположение о необходимости учета вклада в эмиссию, вносимого атомами отдачи, что приводит к увеличению суммарного коэффициента Y_e . Поэтому в настоящий момент у нас нет оснований для изменения величины $Y_e \approx 0,3$ выхода вторичных электронов с коллектора датчика КЦФ, выбранного ранее сразу после пролета КА кометы Галлея 6.III 1986 г. [1, 2]. В дальнейшем будем использовать величину $Y_e \approx 0,19$ для Au-коллектора УПД, чтобы обеспечить наилучшую стыковку экспериментальных данных датчиков УПД и КЦФ, а также непрерывность профиля концентрации нейтрального газа n_n на расстояниях $\sim 10^5 \text{ км}$, когда ток с коллектора КЦФ в режиме измерения вторичных электронов был близок к насыщению, а характерные величины токов, измеряемых УПД, были сравнимы с фоновым током этого датчика.

Наряду с вторичной электронной эмиссией при бомбардировке атомными частицами поверхности металла происходит и эмиссия положительных ионов (ВИЭ). К настоящему времени проведено достаточно большое число экспериментальных исследований ВИЭ на чистых металлах, выяснены его основные черты, свидетельствующие о внутренней общности процессов выбивания ионов и нейтральных атомов при ионной бомбардировке. Количественные отличия указанных характеристик связаны с проявлением дополнительного механизма, ответственного за ионизацию распыленных частиц. Между коэффициентами ВИЭ Y_i и коэффициентом распыления S_n нейтральных атомов существует простая зависимость: $Y_i = \alpha S_n$, где α — степень ионизации продуктов распыления. Систематические измерения коэффициентов Y_i и S_n были проведены, например, в работах [35–37], однако непосредственные измерения ВИЭ при столкновении молекул группы воды с Ni-мишенями отсутствуют.

Для описания процессов распыления в исследуемом диапазоне энер-

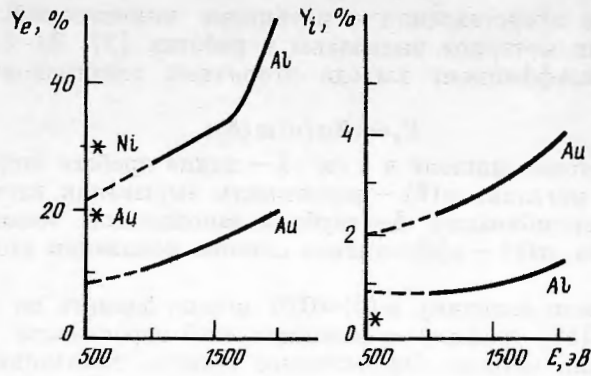


Рис. 5. Результаты лабораторных измерений коэффициента вторичных электронов и ионов с поверхностями Al и Au в зависимости от энергии E падающей молекулы воды [40]

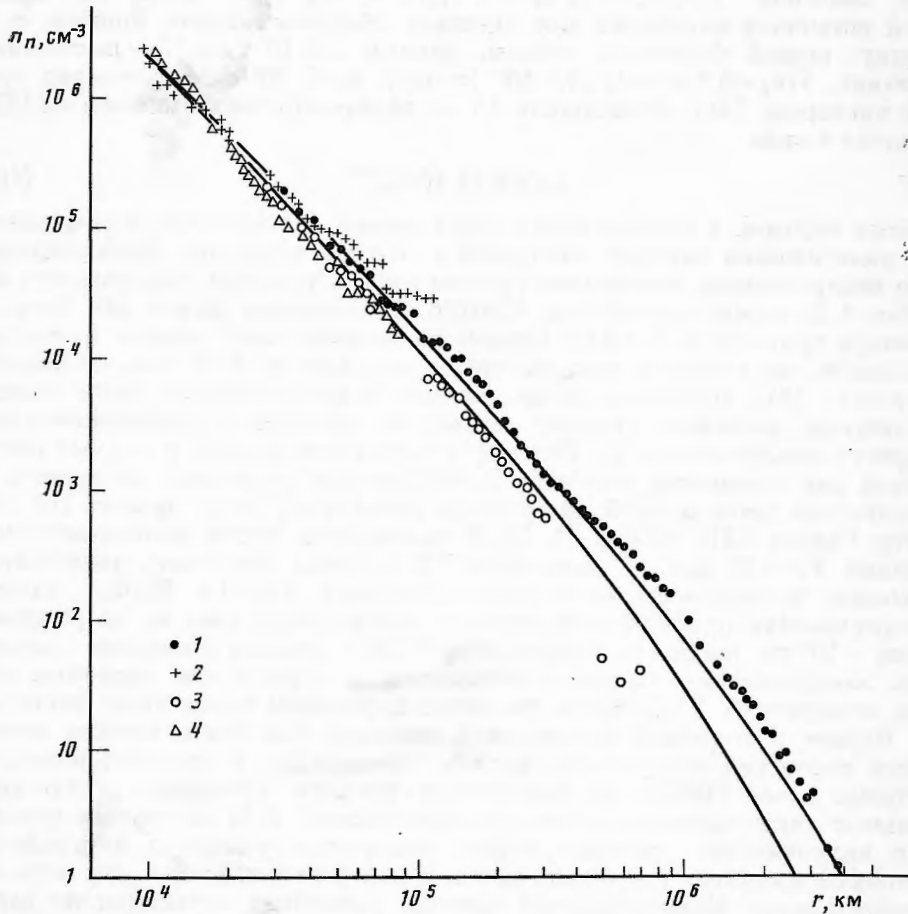


Рис. 6. Численно рассчитанный профиль концентрации n_n (сплошные линии) и измеренный прибором «Плазмаг-1». Подлетная часть траектории «Веги-1» 1 – данные датчика КЦФ, 2 – датчика УПД; отлетная часть: 3 – КЦФ, 4 – УПД

гий широко используются каскадные теории взаимодействия падающей частицы с поверхностью. В соответствии с ними бомбардирующая частица, многократно рассеиваясь в изотропной среде, создает группу атомов отдачи, которые в свою очередь взаимодействуют с другими атомами ми-

шени, передавая им часть своей энергии. Развитие каскада прекращается после того, как энергия частиц уменьшится до нескольких электрон-вольт, т. е. до меньших значений, чем необходимо для смещения атомов из их положений в узлах кристаллической решетки. Если в результате распространения каскада поверхностные атомы получают энергию, превышающую их энергию связи и соответствующий импульс, то они покинут поверхность, т. е. происходит процесс распыления. Согласно работе [38] при бомбардировке Ni-мишени ионом кислорода величина S_n составила ~ 7 атом/ион. Степень ионизации α можно рассчитать на основе теории, развитой в работе [39] для системы O — Ni, величина $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-4}$ при энергии ~ 600 эВ. Таким образом, коэффициент вторичной ионной эмиссии $Y_i \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$. Погрешность таких оценок также довольно велика и определяется значительным разбросом экспериментально измеренных величин S_n для одних и тех же элементов у разных авторов в зависимости от условий проведения этих экспериментов.

Используемая в дальнейшем величина коэффициента вторичной ионной эмиссии $Y_i \approx 2,9 \cdot 10^{-3}$ выбиралась так, чтобы обеспечить наилучшую стыковку между собой профиля плотности нейтрального газа, оцененного на основе данных датчиков КЦФ в режиме измерения вторичной ионной эмиссии и УПД с учетом оценок значений этих параметров. Выбранные в настоящей работе значения Y_e для Ni и Au и значения Y_i для Ni показаны звездочками на рис. 5, там же приведены результаты лабораторных измерений $Y_{e,i}$ для Al- и Au-мишеней для больших энергий падающих молекул воды [40].

г. *Аппроксимация модельными расчетами.* Результаты оценок концентрации нейтрального газа по формуле (4) вдоль траектории «Веги-1» на основе данных датчиков КЦФ и УПД с учетом значений I_0 и $Y_{e,i}$ представлены на рис. 6. Величины плотности n_n усреднены вдоль интервала δr такого, что $\delta r/r \approx 0,5$.

Из рис. 6 видно, что основной особенностью этого распределения является различие значений концентрации нейтральных частиц на подлетной и отлетной частях траектории «Веги-1», причем с удалением от ядра кометы оно увеличивается. Такое различие нельзя объяснить временным изменением плотности нейтрального газа, так как более низкие значения n_n были зарегистрированы и при отлете «Веги-2» [3]. Наблюдаемую радиальную асимметрию профиля плотности нейтрального газа можно связать с действием на кометные нейтралы сил радиационного давления Солнца. Для количественного описания этого явления построим простую численную модель.

Согласно модели Хазера [41] нейтралы, покидая ядро кометы, затем область столкновений, двигаясь по параболам в поле сил давления солнечного излучения, достигают точки с координатами (x, y, z) по двум различным траекториям. Концентрация нейтральных частиц в этой точке с учетом давления солнечного излучения B задается формулой

$$n(x, y, z) = \frac{Q_0}{4\pi v_n \sqrt{z_0^2 - z^2}} \times \left(\frac{\exp(-\sqrt{2}F_+/B/\tau_i)}{F_+} + \frac{\exp(-\sqrt{2}F_-/B/\tau_i)}{F_-} \right), \quad (11)$$

где $a = x + (v_n^2/B)$, $z_0 = \sqrt{a^2 - (x^2 + z^2)}$,

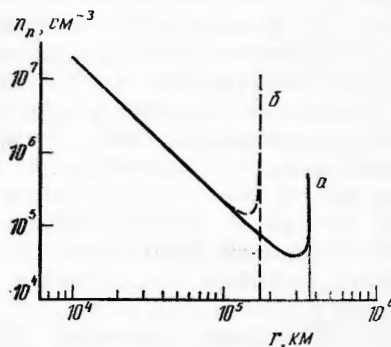


Рис. 7. Кометодцентрическая зависимость концентрации нейтральных частиц, рассчитанная по модели Хазера [41]

$F_{\pm} = a \pm \sqrt{z_0^2 - z^2}$, Q_0 — скорость производства нейтралов, τ_i — их время жизни до ионизации, v_n — скорость расширения кометного газа, отрицательное направление оси X совпадает с направлением на Солнце.

Выражение (11) было получено в [41] для монокинетического распределения по скоростям скорости производства нейтрального газа: $Q(v) = Q_0 \delta(v - v_n)$. На рис. 7 приведены результаты расчета по (11) при $v_n = 1$ км/с, $Q_0 = 1,3 \cdot 10^{30}$ с⁻¹, $\tau_i = 2 \cdot 10^6$ с и $B = 0,4$ см/с². Характерной особенностью этой простой модели является рост n_n до очень больших значений в окрестности огибающей семейства парабол, что в эксперименте не наблюдается (рис. 6).

Имея в виду сравнение математической модели с результатами локального эксперимента, в отличие от [41] нам нет необходимости предварительно интегрировать (11) по одной из пространственных переменных, а сразу проинтегрируем его по гауссовской функции распределения $Q(v) = 2Q_0/\delta V \sqrt{\pi} \exp(-v^2/\delta v^2)$. После проведения ряда преобразований выражение для n_n можно записать в следующем виде:

$$n_n(r, \varphi) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^{\infty} \frac{\xi Q(v) \exp(-\sqrt{2r/(B\tau_i^2\xi)})}{(\xi^2 + 2\xi \cos \varphi + 1)} d\xi, \quad (12)$$

где $v(\xi) = \sqrt{Br(\xi^2 + 2\xi \cos \varphi + 1)}/2\xi$ — зависимость в неявном виде новой переменной интегрирования ξ от v , φ — угол между вектором r и направлением на Солнце.

Кроме пространственных переменных выражение (12) является функцией четырех параметров, хотя только три их комбинации независимы, а именно: $Q_0/\delta v$, $B/\delta v^2$, $B\tau_i^2$. Таким образом, функция n_n инвариантна относительно преобразований

$$v \rightarrow kv, \quad B \rightarrow k^2 B, \quad Q_0 \rightarrow kQ_0, \quad \tau_i \rightarrow \tau_i/k, \quad (10)$$

где k — произвольная константа.

В процессе подбора параметров численной модели оказалось, что получить сколь-нибудь разумную оценку параметра τ_i в рамках рассматриваемой модели практически невозможно. Это, по-видимому, связано с экспоненциальной формой профиля n_n на больших кометоцентрических расстояниях (рис. 6), которая может быть одинаково хорошо описана экспоненциальным уменьшением числа нейтральных молекул при их ионизации (7) или выбранным экспоненциальным распределением $Q(v)$. Поэтому для рассматриваемой модели формально полагаем $\tau_i \rightarrow \infty$. Для оценок характерного времени жизни молекулы τ_i необходимо использовать модель, которая более реально описывала бы распределение $Q(v)$.

Наилучшее согласие результатов численно рассчитанного профиля с экспериментальным было достигнуто при следующих значениях комбинации исходных параметров: $Q_0/\delta v = 4,36 \cdot 10^{24}$ см⁻¹ и $B/\delta v^2 = 4,17 \cdot 10^{-12}$ см⁻¹ (см. рис. 6). Как видно из этого рисунка, такая простая модель с разумной точностью количественно описывает распределение нейтрального газа вдоль всей траектории движения «Веги-1». Соответствующие этой модели изолинии концентрации нейтрального газа в окрестности кометы Галлея представлены на рис. 8.

3. Обсуждение и выводы. Одним из возможных вариантов значений параметров модели, согласующихся с полученными выше наилучшими значениями их комбинаций, является: $Q_0 \approx 1,3 \cdot 10^{30}$ с⁻¹, $\delta v \approx 3$ км/с, $B \approx 0,37$ см/с². Хотя такой набор не единственный и может быть преобразован в другой в соответствии с (10), однако свобода таких преобразований не очень велика.

Действительно, при исследовании кометы Галлея независимые оценки величины скорости производства нейтрального газа Q_0 были получены из

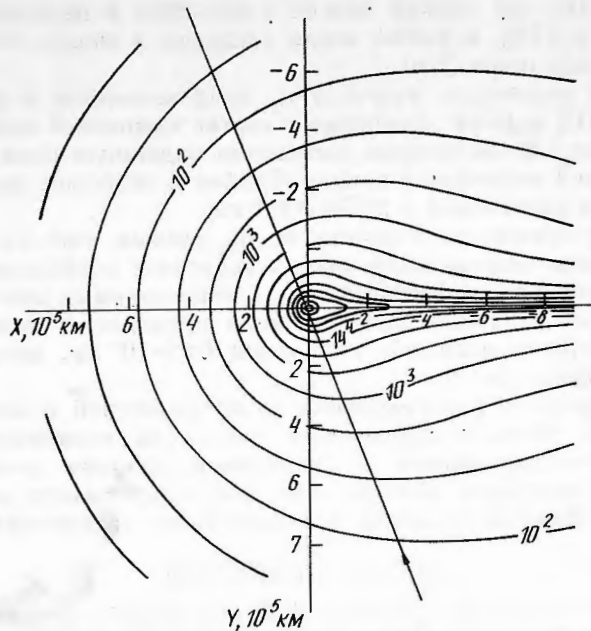


Рис. 8. Изолинии концентраций нейтральных частиц для полученной модели распределения нейтральных частиц атмосферы кометы Галлея

целого ряда экспериментальных данных, разброс таких оценок находится в пределах фактора, равного примерно $1,5 \div 2$. Поэтому в соответствии с (10) неопределенность величин v и B можно оценить фактором $2 \div 4$. Величина $\delta v \approx 3$ км/с соответствует средней скорости расширения кометного газа $\bar{v} \approx 1,7$ км/с. Это значение вполне приемлемо для внешней бесстолкновительной области нейтральной атмосферы кометы. Действительно, прибор NMS, установленный на борту КА Джотто, зарегистрировал увеличение скорости молекул воды, с $0,8$ км/с на расстоянии $3 \cdot 10^3$ км до $1,1$ км/с на расстоянии $3 \cdot 10^4$ км без признаков насыщения [42].

Большой разброс по скоростям $\delta v \approx v_n$ очень существен для настоящей модели, так как без него невозможно достичь разумного согласия с экспериментальными данными. Физическим объяснением такого разброса могут служить процессы фотодиссоциации, происходящие в основном на расстояниях $\geq 10^5$ км. При диссоциации тяжелые составляющие молекул воды OH и O приобретают случайную скорость $< 1,8$ км/с (см., например, [43]), т. е. сопоставимую со скоростью их расширения вне зоны столкновений.

Характерная форма «слезинки» изолиний концентрации нейтрального газа рис. 8 в рамках рассматриваемой модели обусловлена широким распределением молекул по скоростям и определяется присутствием медленно движущихся молекул. Пространственный масштаб ускорения молекул $\sim v^2/B$ быстро уменьшается с уменьшением v и медленные молекулы быстро отклоняются по направлению к кометному хвосту, формируя, таким образом, изолинии концентрации в форме «слезинки». Упомянем также тот факт, что схожая форма наблюдалась в изображении кометы Галлея в линии CN [44].

Довольно большая величина ускорения $B \approx 0,37$ см/с², создаваемого давлением солнечного излучения, которую разумно было бы считать ускорением основных кометных молекул, т. е. молекул группы воды, соответствует таким молекулам, как C_2 , C_3 и CN, обладающих большой величиной излучательного фактора $g \approx 10^{-2}$ с⁻¹ или легкому атому водорода

[43, 45]. Однако эту оценку можно уменьшить в несколько раз путем преобразования (10), а также после введения в модель более реальной функции распределения $Q(v)$.

Суммируем некоторые результаты, представленные в данной статье: датчики УПД и КЦФ, входящие в состав комплекса плазменных приборов «Плазмаг-1», обеспечили достаточно надежную оценку концентрации нейтральной атмосферы кометы Галлея в широком диапазоне кометодистанционных расстояний $3 \cdot 10^6 \gg r \gg 10^4$ км;

основную погрешность в оценке n_n по данным этих приборов вносит неопределенность современного знания величины коэффициентов вторичной электронной и ионной эмиссии $Y_{e,i}$ с используемых коллекторов;

наблюдаемые вариации фонового тока приводят к неопределенности оценки характерного масштаба ионизации $L \approx 2 \cdot 10^6$ км, которая находится в пределах фактора 1,5;

различие профиля распределения n_n на подлетной и отлетной частях траектории КА «Вега-1» обусловлено давлением солнечного излучения;

построена согласующаяся с экспериментальными данными модель распределения плотности нейтрального газа в окрестности кометы Галлея с характерной формой изолиний, напоминающих «слезинку» (см. рис. 8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gringauz K. I., Gombosi T. I., Remizov A. P. et al. First in situ plasma and neutral gas measurements at comet Halley // Nature. 1986. V. 321. P. 282.
2. Gringauz K. I., Gombosi T. I., Remizov A. P. et al. First results of plasma and neutral gas measurements from VEGA 1/2 near comet Halley // Adv. Space Res. 1985. V. 5. № 12. P. 165.
3. Remizov A. P., Verigin M. I., Gringauz K. I. et al. Measurements of neutral particle density in the vicinity of Comet Halley by PLAZMAG-1 on board VEGA-1,2 // ESA SP-250. 1986. V. 1. P. 387.
4. Grard R., Gringauz K. I. Electron emission by gas and dust impacts during the flyby of comet Halley // Geophys. Res. Letters. 1986. V. 13. P. 877.
5. Grard R., Apathy I., Gringauz K. et al. Interpretation of the measurements of secondary electron currents induced by impacts during the flyby of comet Halley // Adv. Space Res. 1985. V. 5. № 12. P. 149.
6. Grard R. J. L., McDonnell J. A., Grun E., Gringauz K. I. Secondary electron emission induced by gas and dust impacts on Giotto, Vega-1 and Vega-2 in the environment of comet Halley // Exploration of Halley's Comet. ESA SP-250. 1986. V. 1. P. 327.
7. Krankovsky D., Lammerzahl P., Herrwerth I. et al. In situ gas and ion measurements at comet Halley // Nature. 1986. V. 321. P. 326.
8. Feldman P. D., Festou M. C., A'Hearn M. F. et al. IUE observations of comet Halley: evolution of neutral UV spectrum between September 1985 and July 1986. // ESA SP-250. 1986. V. 1. P. 325.
9. Feuerbacher B., Fitton B. Experimental investigation of photoemission from satellite surface materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 4. Pt 1. P. 1563.
10. Walker W. C., Wainfan N., Weissler G. L. Photoelectric yields in the vacuum ultraviolet // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. № 11. P. 1366.
11. McCoy R. P., Opal C. B., Carruthers G. R. Far-ultraviolet spectral images of comet Halley from sounding rockets // Nature. 1986. V. 342. P. 439.
12. Festou M. C. The density distribution of neutral compounds in cometary atmospheres: I. Models and equations // Astron. Astrophys. 1981. V. 45. P. 69.
13. Krishna K. S. Physics of comets. Singapore, 1986. P. 273.
14. Hazer L. Distribution d'intensité dans la tête d'une comète // Bull. Acad. Roy. Belgique. Classe des Sciences. 1957. V. 43. P. 740.
15. Wegman R., Schmidt H. U., Heubner W. F., Boice D. C. Cometary MGD and chemistry // Astron. Astrophys. 1987. V. 187. P. 339.
16. Gringauz K. I., Remizov A. P., Verigin M. I. et al. Analysis of electron measurements from the PLAZMAG-1 experiment on board VEGA-2 in vicinity of comet P/Halley // Astron. Astrophys. 1987. V. 187. P. 287.
17. Somogyi A. J., Gringauz K. I., Szego K. et al. // First observations of energetic particles near comet Halley // Nature. 1986. V. 321. № 6067. P. 285.
18. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968. С. 370.
19. Ковалев В. П. Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 52.
20. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов. М.: Мир, 1967. С. 506.
21. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул/Ред. Хохлов Р. В. М.: Наука, 1980. С. 319.

22. Арифов У. А., Флянуц Н. Н., Рахимов Р. Р. Сравнительный анализ измерений выхода вторичных электронов с поверхности твердого тела при различных зарядовых состояниях бомбардирующей частицы // Докл. АН УзССР. 1964. Т. 10. С. 15.
23. Арифов У. А., Рахимов Р. Р., Джуракулов Х. Вторичная электронная эмиссия при бомбардировке молибдена атомами и ионами He, Ne и Ar // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8. Вып. 2. С. 299–302.
24. Арифов У. А., Флянуц Н. Н., Рахимов Р. Р. Эмиссия электронов и отрицательных ионов с пленок калия под действием бомбардировки ионами и атомами натрия // Докл. АН УзССР. 1964. Т. 10. С. 18.
25. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1981. С. 564.
26. Петров Н. Н., Дорожкин А. А. О вырывании электронов из вольфрама некоторыми положительными ионами // ФТТ. 1961. Т. 3. Вып. 1. С. 53.
27. Петров Н. Н. Вторичная эмиссия с металлических поверхностей под действием положительных ионов // ФТТ. 1960. Т. 2. Вып. 5. С. 940.
28. Еремеев М. А. Испускание электронов и отражение ионов от поверхности металла // Докл. АН СССР. 1951. Т. 79. Вып. 5. С. 775.
29. Еремеев М. А., Мацкевич Т. Л. Испускание электронов и отражение ионов калия от поверхности жидкого олова // ЖТФ. 1952. Т. 22. Вып. 8. С. 1296.
30. Винокуров Я. А., Кишиневский Л. М., Париллис Э. С. Зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии от атомного номера мишени // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 1745.
31. Париллис Э. С., Кишиневский Л. М. К теории ионно-электронной эмиссии // ФТТ. 1961. Т. 3. Вып. 4. С. 1219.
32. Schou J. Transport theory for kinetic emission of secondary electrons from solids // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. 3-rd Ser. № 5. P. 2141.
33. Бронштейн И. М., Фрайман В. С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. С. 407.
34. Дорожкин А. А., Мишин А. Н., Петров Н. Н. Некоторые вопросы ионно-электронной эмиссии // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. Вып. 2. С. 249.
35. Васильев М. А., Иващенко Ю. Н., Черепин В. Т. Масс-спектрометрическое исследование ионно-ионной эмиссии чистых металлов // Электронное строение и физические свойства твердых тел. Киев: Наук. думка, 1972. Ч. 1. С. 103.
36. Васильев М. А., Ченакин С. П., Черепин В. Т. Определение коэффициентов относительного выхода вторичных ионов // ЖАХ. 1975. Т. 30. Вып. 3. С. 611.
37. Pailer N., Gran E. Production of secondary particles by neutral and ionised cometary gas and dust impacting on the shield of the Giotto spacecraft // ESA SP-187. 1982. P. 1–14.
38. Черепин В. Т. Ионный зонд. Киев: Наук. думка, 1981. С. 327.
39. Васильев М. А. Теоретические модели механизма вторичной ионной эмиссии // Металлофизика. 1978. Вып. 72. С. 3, 1987. С. 190.
40. Schmidt R., Arends H. Measurements of integral yields of charged secondary particles using neutral beams simulating a cometary fly-by // ESA SP-224. 1984. V. 1. P. 15.
41. Hazer L. Calcul de distribution d'intensite relative dans une tete cometire // Nature et origine des cometes. 13th Liege Symp. 1986. P. 233.
42. Lammerzahl P., Krankovsky D., Hodges R. R. et al. Expansion velocity and temperatures of gas and ions measured in the coma of comet P/Halley // Astron. Astrophys. 1987. V. 1879. P. 169.
43. Краснопольский В. А. Физика свечения атмосфер планет и комет. М.: Наука, 1987. С. 340.
44. Rees D., Meredith N. P., Wallis M. K. Optical observations of the neutral and ion coma of comet Halley // ESA SP-250. 1986. V. 1. P. 493.
45. Mendis D. A., Houpis L. F., Marconi M. L. The physics of Comet // Fundamentals of Cosmic Physics. 1985. V. 10. P. 1.

Поступила в редакцию
5.V.1989