

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 61, ВЫПУСК 6
25 МАРТА, 1995

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.6, стр.423 - 428

© 1995г. 25 марта

СТОЛКНОВЕНИЕ КОМЕТЫ ШУМЕЙКЕР-ЛЕВИ 9 С ЮПИТЕРОМ:
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

А.В.Ивлев, Б.А.Клумов, В.Е.Фортос*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий РАН
127412 Москва, Россия*

**Институт динамики геосфер РАН
117979 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 января 1995 г.

После переработки 6 февраля 1995 г.

Анализируются результаты оптических наблюдений Юпитера во время его столкновения с кометой Шумейкер–Леви 9. Показано, что взрывная модель энерговыделения при торможении осколков кометы в атмосфере Юпитера позволяет адекватно объяснить наблюдаемые оптические явления и оценить энергию и размер фрагментов кометы

В июле 1994 г. происходило столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером. Наблюдения за процессом столкновения проводились как на Земле, так и на космических аппаратах Хаббл и Галилео. Было получено большое количество экспериментальных данных о взаимодействии кометы с Юпитером. В работе [1] была предложена качественная модель, которая позволила объяснить первые данные наблюдений. Модель основана на предположении о взрывном выделении энергии в процессе торможения осколков кометы в атмосфере, приводящем к образованию сильной ударной волны (УВ). Как было показано, движение УВ вверх, в сторону уменьшения плотности атмосферы, приводит к сильному ускорению УВ, при этом в верхнюю атмосферу Юпитера выбрасывается слой нагретого сильноионизированного газа, который, как мы считаем, ответственен за ряд наблюдательных эффектов. В последнее время появились достаточно полные количественные данные оптических наблюдений Юпитера во время удара кометы, часть из которых приводится ниже.

Прямые наблюдения процесса торможения фрагментов кометы в атмосфере Юпитера проводились с космического аппарата Галилео. Были зарегистрированы короткие вспышки оптического и ИК излучений при ударе некоторых

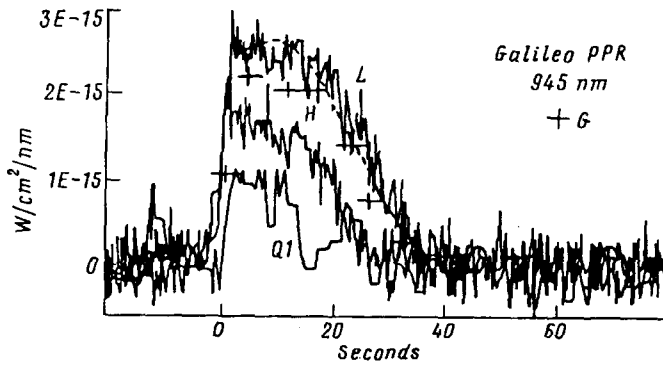


Рис.1. Зависимости от времени потока излучения на длине волны $\lambda = 945$ нм, зарегистрированные на космическом аппарате Галилео (1,5 AU от Юпитера) в момент удара осколков G, H, Q1 кометы Шумейкер-Леви 9. Пунктирная кривая - расчет по формуле (3), соответствует взрыву с энергией $E_0 \sim 10^{29}$ эрг, + - соответствует фрагменту G

фрагментов. На рис. 1 представлены временные зависимости потока излучения на длине волны $\lambda = 945$ нм, зарегистрированные на Галилео в момент удара осколков кометы G, H, L и Q1 [2]. Отметим быстрый (с характерным временем 1-2 с) рост интенсивности излучения, образование "плато" (на временах 10-15 с) и последующий быстрый спад до фонового уровня примерно за 30-40 с. Наличие нескольких ярко выраженных максимумов интенсивности для осколка Q1, вероятно, связано с тем, что фрагмент Q1 состоял из ряда более мелких осколков, вхождение которых в атмосферу Юпитера было разнесено во времени. На рис. 2. демонстрируется эволюция светящегося образования, появившегося на краю лимба Юпитера после удара фрагмента G. Видно, что возникшее в результате удара светящееся образование поднимается до высот ≈ 3300 км и имеет характерный размер несколько тысяч километров, являясь при этом эффективным излучателем в течение примерно 15 мин в широком (от ИК до УФ) диапазоне длин волн. Необходимо отметить, что образование имеет четкие границы и его толщина сначала увеличивается, а затем уменьшается, при постоянном увеличении поперечного размера. На рис. 3 приведены зависимости от времени спектральной интенсивности ИК ($\lambda = 10$ мкм) излучения светящихся образований, возникших при ударах осколков H и Q1. Отметим, что на сегодняшний день не существует количественной интерпретации указанных данных.

В настоящей работе развивается предложенная в [1] модель и получаемые на ее основе результаты сравниваются с наблюдательными данными.

На поздней стадии торможения фрагмента в атмосфере энерговыделение происходит по закону: $E(t) \approx E_0(t/\tau_s)/(1+t/\tau_s)$, где E_0 - кинетическая энергия фрагмента, $\tau_s \approx \Delta/v_0 \approx 1$ с - характерное время энерговыделения, $\Delta \approx 70$ км - шкала высот юпитерианской атмосферы. Для достаточно крупных осколков кометы Шумейкер-Леви (диаметр $D_i \approx 0.5 - 2$ км, $E_0 \approx 10^{27} - 10^{30}$ эрг (принято, что комета состоит из льда)) основное энерговыделение происходит в диапазоне высот $-200 \text{ км} \leq h_s \leq -50 \text{ км}$, где давление окружающего газа $p_s \approx 5 - 50$ бар, а плотность $\rho_s \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ г/см³ см., например, [3]. Выделение энергии происходит в объеме $V_E \approx D_i^2 \Delta$, в котором достигается давление $p_E \sim (\gamma - 1)E_0/V_E \sim (10^5 - 10^6)p_s$ (доля энергии, затрачиваемая на разрушение и испарение осколка кометы не превышает 0,1% E_0 , то есть практически вся выделяющаяся при торможении энергия идет на нагрев газа).

Эволюцию УВ, образовавшейся в результате такого энерговыделения, на временах $t \geq \tau_s$, можно описать, используя автомодельное решение задачи о

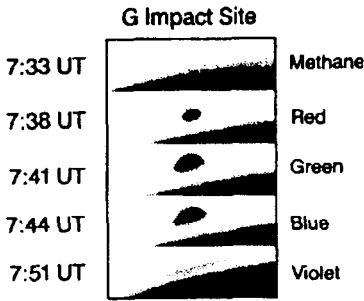


Рис.2

Рис.2. Эволюция светящегося образования, появившегося на краю лимба Юпитера после удара фрагмента *G*. Последовательность снимков, полученных на космическом телескопе Хаббл, представляет светимость и форму указанного объекта в разных участках спектра в разные моменты времени

Рис.3. Зависимости от времени спектральной интенсивности ИК излучения ($\lambda = 10$ мкм) светящихся образований, возникших при ударах осколков *H* и *Q1* (получены в обсерватории Calar Alto, Испания). Спектральная интенсивность излучения нормирована на поток теплового излучения диска Юпитера с указанной длиной волны. Представлены результаты расчета по формуле (5), соответствующие взрывам на высотах $h_s \approx -200$ км (+) и $h_s \approx -100$ км (o)

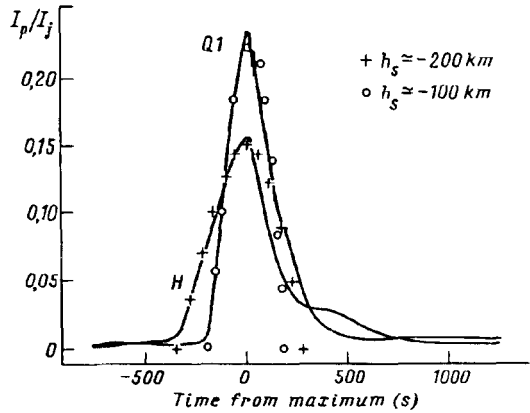


Рис.3

сильном взрыве [4]. Например, для $E_0 \approx 10^{30}$ эрг к моменту времени $t_0 \approx 4\tau_s$, когда выделилось $\approx 80\%$ кинетической энергии осколка, фронт УВ проходит расстояние $R_f \approx (E_0/\rho_s)^{1/5} t_0^{2/5} \approx 60$ км $\gg D_i$. Таким образом, пропадают характерные временной и пространственный масштабы энерговыделения и задача становится близкой к автомодельной. Необходимо отметить, что к этому моменту времени $R_f \geq \Delta$ и приближение сферического взрыва является вполне оправданным. Скорость D_f ударной волны равна $D_f \approx 2/5 R_f/t_0 \approx 6$ км/с, а температура ударно-сжатого газа: $T_f \approx 1000$ К. Температура газа сильно растет от фронта УВ вглубь к центру взрыва: $T \approx (R_f/r)^{(2\gamma+1)/(\gamma-1)} T_f$.

Газ за фронтом УВ излучает с температурой прозрачности $T_{opt} \approx 15000$ К [5]. Движущийся за фронтом УВ слой газа, имеющий температуру T_{opt} , остывает за счет излучения, что приводит по мере ослабления УВ к формированию волны охлаждения, бегущей относительно движущегося газа к центру; скорость волны охлаждения $u \approx 2\sigma T_{opt}^4/p_s(1 - T_{opt}/T_*)^{-1}$, где $T_* \geq T_{opt}$ [5]. На высотах, где происходит основное энерговыделение $u \approx 1$ км/с. Следовательно, время, в течение которого светит огненный шар, образовавшийся при взрыве, можно оценить как $R_f/u \approx 50$ с; волна охлаждения, стягиваясь к центру, уменьшает эффективную площадь излучателя. Уравнение движения фронта волны охлаждения $r_{opt}(t)$ и его решение имеют вид

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2}{5} \frac{2}{\gamma + 1} \frac{r}{t} - u, \quad (1)$$

$$r_{opt}(\tau) = r_0((1 + \beta)\tau^{\frac{4}{5(\gamma+1)}} - \beta\tau), \quad (2)$$

где $\beta = \frac{5(\gamma+1)}{5\gamma+1} ut_0/r_0$, $\tau = t/t_0$, r_0 — радиус слоя, имеющего в момент времени t_0 температуру T_{opt} ; для $E_0 \simeq 10^{30}$ эрг $r_0 \simeq 40$ км. Взрыв и образование излучающей плазмы происходят под облачным покровом, который расположен на высоте $h \simeq 0$ км, и прямое излучение от вспышки будет полностью экранировано (оптическая толщина облаков для $\lambda \leq 1$ мкм больше 15 [6]). Поэтому излучение будет выходить наружу только через отверстие диаметром $d \simeq 5D_i$, образовавшееся в облачном покрове при падении осколка. В этом случае спектральная плотность излучения $I_\lambda \propto \Omega \simeq d^2/h^2$ и плотность потока излучения, который может быть зарегистрирован на Галилео равна:

$$I_\lambda(t) \simeq \frac{8\pi ck T_{opt} r_{opt}^2(t)}{\lambda^4 R_{JG}^2} \Omega. \quad (3)$$

Зависимость $I_\lambda(t)$ представлена на рис 1. Для $E_0 \simeq 10^{29}$ эрг она хорошо аппроксимирует интенсивность излучения, зарегистрированного при падении фрагмента L . Поскольку $I_\lambda^{max} \propto E_0^{2/5}$, то легко оценить энергию и размер осколков G и H . Они равны соответственно $5,7 \cdot 10^{28}$ эрг ($D_i \simeq 1,7$ км) и $2,8 \cdot 10^{28}$ эрг ($D_i \simeq 1,3$ км). Точность $\delta E/E$ определения энергии и размера $\delta D_i/D_i$ осколков кометы ограничивается высоким уровнем шума зарегистрированного излучения; в нашем случае $\delta E/E \simeq 0,5$, $\delta D_i/D_i \simeq 0,15$. Возможное поглощение излучения на рассматриваемых длинах волн в атмосфере Юпитера может привести к тому, что реальная энергия осколков окажется несколько больше рассчитанной.

Ряд авторов [1, 7] связывает зарегистрированную на Галилео вспышку излучения со свечением ударной волны, возникающей при входе осколка в плотные слои атмосферы. Но в этом случае световой импульс будет иметь форму отличную от наблюдавшейся: вместо "плато" будет наблюдаться сильное (примерно на порядок) нарастание интенсивности [7] и резкий (за время $\simeq 3$ с) спад. Кроме того, в этом случае длительность импульса не превышает 5-6 с.

Рассмотрим теперь возникшую в результате взрыва УВ, движущуюся вверх, в сторону уменьшения плотности. Как было показано в [8], начиная с высот $\simeq -50$ км юпитерианской атмосферы (для энергии взрыва $E_0 \simeq 10^{30}$ эрг и высоты взрыва $h_s \simeq -200$ км) УВ начинает ускоряться, ионизация за фронтом УВ растет и, начиная с высот $\simeq 100$ км, примерно через 200 с после взрыва, плазма за фронтом УВ становится оптически плотной. Последующее ускорение УВ приводит к полной ионизации газа за фронтом, в дальнейшем электронная концентрация уменьшается вместе с плотностью атмосферы, что определяет верхнюю границу оптически плотной плазмы. В результате образуется слой ударно-сжатой оптически плотной плазмы, имеющей верхнюю и нижнюю границы и движущийся вверх со среднемассовой скоростью $\simeq 15$ км/с. Сразу после прохождения УВ толщина L_0 образовавшегося оптически плотного слоя плазмы примерно равна 30-40 км, поперечный размер $d_w \simeq 200$ км, средняя по слою температура $T_0 \simeq 5-6$ эВ. Дальнейшее движение расширяющегося газа описывается автомодельным решением [9]. В соответствии с ним газ, сжатый ударной волной и имеющий в начальный момент пространственный масштаб неоднородности $\Delta_{10} \simeq \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \Delta$, двигаясь вслед за фронтом УВ, начинает расширяться. Сначала расширение квазиоднородно и концентрация $n \sim (t/t_f)^{-1}$, где t_f временной масштаб, зависящий от высоты: для рассматриваемого нами

слоя плазмы $t_f \approx 10$ с [8]. Пространственный масштаб слоя Δ_l растет по закону $\Delta_l \approx \Delta_{l0}(t/t_f)$. Температура уменьшается как за счет адиабатического расширения, так и в результате излучения в верхней части слоя, где начальная температура высока. В результате, достаточно быстро, температура в слое выравнивается и понижается до 2-3 эВ. Начиная с этого момента времени излучение слабо влияет на температуру (поскольку время радиационного остывания $\tau_{irr} \propto T^{-3}$ становится гораздо больше, чем t_f [8]) и она определяется только адиабатическим расширением, которое становится трехмерным: $n \propto t^{-3}$, $T \sim n^{\gamma-1} \propto n^{-3(\gamma-1)}$. Через несколько десятков секунд после своего образования ударно-сжатый слой достигает высот, начиная с которых его излучение доступно прямому наблюдению с Земли, имея при этом температуру ≈ 1 эВ. Максимальная высота, которой достигает выброшенный слой, определяется силой тяжести и примерно равна $H_{max} \approx 4000$ км. Для оценки потока излучения с поверхности расширяющейся плазмы необходимо определить как меняется толщина и поперечный размер оптически плотной области. Граница \bar{z} , определяющая толщину этой области, находится из условия $\kappa_\omega \Delta_l \approx 1$. Коэффициент поглощения $\kappa_\omega \sim n(z) T e^{-(I-\hbar\omega)/kT}$, где z - координата (относительно центра масс движущегося газа), $n \sim e^{-z/\Delta_l}$. Подставляя $\Delta_l(t)$ и $T(t)$ в условие прозрачности, получаем уравнение для координаты \bar{z} верхней границы области прозрачности:

$$\bar{z}(\tau) \approx L_0 \tau \left\{ 1 - \frac{\Delta_{l0}}{L_0} (\alpha\gamma - 1) \ln \tau - \frac{\Delta_{l0}}{L_0} \frac{I - \hbar\omega}{T_0} (\tau^{\alpha(\gamma-1)} - 1) \right\}, \quad (4)$$

где $\tau = t/t_f$, коэффициент α меняется от единицы в начале расширения до ≈ 3 на более поздних временах. Интенсивность излучения выброшенной в верхние слои атмосферы расширяющейся плазмы (на частотах $\hbar\omega \ll kT$)

$$I_\omega(\tau) \sim \tau^{1-\alpha(\gamma-1)} \bar{z}(\tau). \quad (5)$$

Поперечный размер излучающей области растет: $d_\omega \propto t$, с характерным временем $t_\omega \approx d_\omega/c_s \approx 20 - 30$ с, где c_s - скорость звука, а толщина слоя меняется следующим образом. В начале расширения, когда температура еще достаточно высока и рекомбинация не очень существенна, толщина излучающего слоя увеличивается и, несмотря на уменьшение температуры, интенсивность излучения растет. По мере понижения температуры роль рекомбинации в плазме становится определяющей и, несмотря на расширение, границы прозрачности \bar{z} начинают двигаться навстречу и происходит "схлопывание" зоны излучения. В рассмотренной модели максимальная толщина светящегося образования достигают 1000-2000 км, а его максимальный поперечный размер $\sim 3000-5000$ км для осколков с энергиями $E_0 \approx 10^{28} - 10^{30}$ эрг.

Отметим, что к моменту "схлопывания" излучающей области скорость рекомбинационных процессов еще достаточно велика для обеспечения термодинамического равновесия плазмы.

На рис.3. результаты расчета плотности излучения по данной модели сравниваются с наблюдаемыми во время падения фрагментов H и $Q1$ кометы Шумейкер-Леви [12,13]. Энергии фрагментов равны $10^{29} - 10^{30}$ эрг для H и $10^{28} - 10^{29}$ эрг для $Q1$, что соответствует глубинам проникновения в атмосферу: $-150 \text{ км} \leq h_s \leq -200 \text{ км}$ (для H) и $-100 \text{ км} \leq h_s \leq -150 \text{ км}$ (для $Q1$).

Более быстрый рост I_ω для осколка $Q1$ объясняется тем, что $I_\omega \propto L_0$, а L_0 тем больше, чем выше происходит взрыв [8]. Длительность вспышки $\propto L_0/\Delta_{l0}$

и при повышении точки взрыва падает, несмотря на увеличение L_0 . Это связано с тем, что образование ударно-сжатого слоя при менее заглубленных взрывах происходит на меньших высотах, а шкала высот юпитерианской атмосферы Δ растет с уменьшением высоты.

В работах [7,10,11] возникновение светящегося образования объяснялось формированием струи газа, выброшенного в верхнюю атмосферу Юпитера при ударе осколка кометы. В этом случае однако, у выброшенной массы газа будет отсутствовать нижняя граница, хорошо наблюдаемая с космического телескопа Хаббл (то есть не будет просвета между лимбом и выброшенным газом, который ясно виден на рис.2), и светимость струи должна сильно убывать с ростом высоты, что также не соответствует рис.2. Кроме этого температура газа в такой струе, согласно расчетам [11], невелика ($T \leq 1000$ К, а концентрация столь мала ($\sim 10^{12} - 10^{14}$ см $^{-3}$) [11], что выброшенная струей газ будучи оптически прозрачным, не сможет обеспечить зарегистрированных потоков излучения.

Простые оценки показывают, что наблюдаемая вспышка излучения не может быть объяснена и рассеянием солнечного света на выброшенной при ударе вместе с газом пыли, как это было предложено в [10].

Для фрагментов H и $Q1$ на рис.3 наблюдается формирование "плато" примерно через 15-20 мин после удара. Объясняется это, вероятно, тем, что места их падения появляются на видимой стороне и тепловое излучение нагретой взрывом атмосферы может вносить дополнительный вклад (порядка нескольких процентов) в суммарное излучение Юпитера на данной длине волны.

Таким образом, на основе модели взрывного энерговыделения впервые удалось на количественном уровне объяснить ряд наблюдательных данных полученных при столкновении некоторых осколков кометы Шумейкер-Леви 9 с Юпитером. Отметим, что другие фрагменты кометы обнаруживают сходную картину взаимодействия с атмосферой Юпитера.

Авторы благодарны Т. Мартину, любезно предоставившему данные ИК наблюдений с космического аппарата Галилео.

-
1. А.В.Ивлев, Б.А.Клумов, В.Е.Фортов, Письма в ЖЭТФ 60, 481 (1994).
 2. T.Z.Martin, L.Tampari, G.S.Orton et al., DPS Meeting (abstract) (1994).
 3. T.Takata, J.O'Keefe and T.K.Ahrens, Icarus 9, 3 (1994).
 4. Л.И.Седов, Методы размерности и подобия в механике, М.: Гостехиздат, 1957.
 5. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М.: Гостехиздат, 1963.
 6. К.Я.Кондратьев, Н.И.Москаленко, Тепловое излучение планет, М.: Гидрометеоздат, 1977.
 7. K.Zahnle and M.M. MacLow, Icarus 108, N 1 (1994).
 8. V.K.Gryaznov, B.A.Ivanov, A.V.Ivlev et al., Moon and Planets, in press.
 9. Ю.П.Райзер, ПМТФ N4, 19 (1964).
 10. K.Zahnle and M.M.MacLow, AGU Fall Meeting (abstracts) (1994).
 11. T.Takata, J.O'Keefe, G.Orton et al., Nature, in press.
 12. A.Richichi, G.P.Tozzi, A.Ferrara et al., European SL9 Workshop, 1995, in press.
 13. D.Hamilton, T.Herbst, A.Richichi et al., Ibid., in press.