

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Возможные наблюдательные эффекты
в эксперименте Deep Impact

Б.А. Клумов, В.В. Ким, И.В. Ломоносов, В.Г. Султанов, А.В. Шутов, В.Е. Фортов

В июле 2005 г. в рамках активного космического эксперимента Deep Impact планируется осуществить высокоскоростное столкновение металлического ударника с ядром кометы Тетрел 1. В настоящей работе рассматриваются некоторые наблюдательные следствия такого столкновения. Численное моделирование процесса столкновения позволило оценить размеры образующегося при ударе кратера в зависимости от исходной плотности и пористости кометного ядра. Заметная часть испаренного при разгрузке ударносжатого материала кометы может быть нагрета до температур порядка $(1-2) \times 10^4$ К. Используя модельный элементный состав кометного ядра, рассчитано изменение химического состава горячего пара в процессе его разлета, что может быть использовано для определения параметров вспышки излучения, индуцированной ударом, в оптическом, УФ, ИК и радиодиапазонах.

PACS numbers: 47.40.-x, 62.50.+p, 82.20.Wt, 96.35.-j, 96.50.Gn

Содержание

1. Введение (767).
 2. Исследования комет (767).
 3. Активный космический эксперимент Deep Impact (769).
 4. Численное моделирование процесса столкновения ударника и мишени в эксперименте Deep Impact (770).
 5. Химические превращения в облаке ударного пара при его разлете (774).
 6. Заключение (776).
- Список литературы (777).

1. Введение

В изучении эволюции Солнечной системы исследование комет занимает важное место. Это связано, в частности, с тем, что кометы, как предполагается, содержат пер-

вичный материал газопылевого протопланетного облака, из которого примерно 4,5 млрд лет назад образовалась наша Солнечная система. Как происходило формирование комет, т.е. образование километровых космических тел в результате агрегации метровых и субметровых тел — одна из ключевых (и пока еще нерешенных!) проблем планетной космогонии. Принято считать, что кометы образовались при крайне низких температурах, в условиях медленных столкновений субметровых рыхлых (fluffy) тел (состоящих из замерзших летучих соединений (H_2O , CO , CO_2 и др.), а также пылевых частиц, главным образом, силикатов) и их последующей агрегации. Поэтому считается, что химический и изотопный состав кометных ядер содержит информацию об условиях, в которых формировались кометы, т.е. информацию о состоянии ранней Солнечной системы задолго до образования планет (см., например, [1]).

2. Исследования комет

За последние годы в исследовании комет достигнут значительный прогресс. К числу первых успешных проектов следует отнести миссии автоматических межпланетных станций "Вега-1" и "Вега-2" к комете Галлея в 1986 г. [2]. В ходе наблюдений было получено более полутора тысяч фотографий кометы с различных расстояний: $(8-14000) \times 10^3$ км, определена отражательная способность поверхности ядра кометы, с помощью масс-спектрометра проанализирован химический состав около 2000 частиц, имеющих кометное происхождение, оценено количество выбрасываемого ядром вещества в $5-10$ т s^{-1} .

Разрушение кометы Шумейкеров–Леви 9 (Shoemaker–Levy 9 или SL9) приливными силами незадолго до

Б.А. Клумов. Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, Postfach 1312, Giessenbachstrasse 85748, Garching 85741, Germany
Тел. (49 89) 30000-33-96. Факс (49 89) 3000-35-69
E-mail: klumov@mpe.mpg.de

В.В. Ким, И.В. Ломоносов, В.Г. Султанов, А.В. Шутов.
Институт проблем химической физики РАН,
142432 Московская обл., Черноголовка,
просп. Академика Н.Н. Семенова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 787-70-29. Факс (095) 785-70-29
E-mail: kim@fcr.ac.ru, ivl143@fcr.ac.ru,
sultan@fcr.ac.ru, shutov@fcr.ac.ru

В.Е. Фортов. Институт теплофизики экстремальных состояний
Объединенного института высоких температур РАН,
127412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация
Тел. (095) 484-23-00, (095) 483-23-14. Факс (095) 485-79-90
E-mail: fortov@ras.ru; fortov@ihed.ras.ru

Статья поступила 7 июня 2005 г.

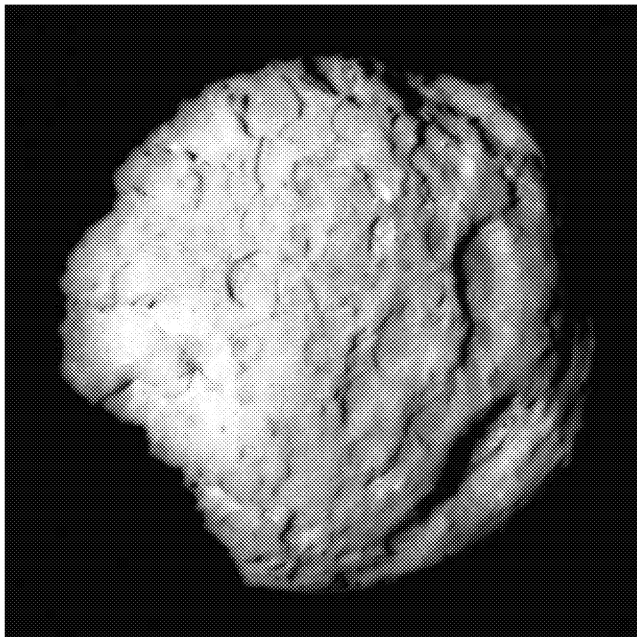


Рис. 1. Снимок ядра кометы Wild 2, полученный с борта космического аппарата Stardust [5]. Снимок сделан с рекордного, на сегодняшний день, расстояния ≈ 250 км. Хорошо видны многочисленные кратеры — следы метеоритной бомбардировки поверхности кометного ядра. (Публикуется с любезного разрешения Jet Propulsion Laboratory, NASA.)

ее столкновения с Юпитером в 1994 г. (см., например, [3]), показало, что кометы обладают низкой прочностью на разрыв ($\sim 10^3$ дин см $^{-2}$), по крайней мере на масштабах порядка 1 км, что говорит в пользу низкой плотности и высокой пористости кометного ядра [4], подтверждая распространенную модель кометного ядра как конгломерата каменных тел, скрепленных льдом (rubble pile model) [5]. Наблюдения за комой комет Halle–Bopp и Hyakutake в середине 1990-х гг. дали важную информацию о химическом и изотопном составе газовой и пылевой компонент комы и, соответственно, о составе летучих соединений ядра кометы. Однако прорыв в понимании происхождения и эволюции комет главным образом ожидается от кометных миссий, в рамках которых к заданной комете запускается специализированный зонд, который исследует свойства кометы с близкого расстояния. За последние годы были осуществлены запуски нескольких таких зондов.

В начале 2006 г. ожидается возвращение запущенного в феврале 1999 г. космического аппарата Stardust с образцами пылинок из комы кометы Wild 2. В январе 2004 г. Stardust приблизился к комете Wild 2 на рекордное расстояние ≈ 250 км и получил наиболее подробные на сегодняшний день снимки поверхности ядра кометы [6]. На рисунке 1 приведен один из таких уникальных снимков, демонстрирующий поверхность ядра кометы Wild 2. Поверхность ядра, как хорошо видно, покрыта многочисленными кратерами и напоминает поверхность каменного астероида, что, по-видимому, означает отсутствие летучих соединений в приповерхностном слое кометного ядра.

В миссии Rosetta (космический аппарат запущен в 2004 г., ожидаемое возвращение в 2015 г.) планируется, в частности, подробно изучить ядро кометы Чурюмова –

Герасименко (67P/Churumov–Gerasimenko) и доставить на Землю образец кометного грунта (извлеченного с глубины ≈ 1 м). При этом, в частности, планируется получить очень важную (и отсутствующую на сегодняшний день) информацию о плотности кометного ядра¹.

Отметим, что доступный для наблюдений поверхностный слой кометного материала может быть значительно модифицирован действием космического излучения, потоков солнечной радиации и микрометеоритной бомбардировки.

Поглощение солнечного излучения приводит к испарению летучих соединений и, соответственно, к уменьшению их концентрации в поверхностных слоях кометного ядра. Проникающие излучения (включая заряженную радиацию) способны модифицировать поверхностный слой ядра кометы глубиной l_m , которая по порядку величины равна длине пробега излучения², что составляет $l_m \sim 1 - 10$ см.

В случае микрометеоритной обработки поверхности кометного ядра l_m может быть значительно больше. Характерная толщина модифицированного слоя может быть определена по аналогии с [7], где, в частности, оценивался темп переработки лунного льда в холодных ловушках. Для кометного ядра, предполагая неизменность микрометеоритного потока, можно получить оценку глубины модифицированного слоя: за характерное время существования кометы ($\sim 3 \times 10^9$ лет) удары микрометеоритов перерабатывают поверхностный слой кометного ядра до глубины $l_{m,m} \sim 3$ м. При этом считается, что переработанный материал не покидает ядро кометы. Это не всегда справедливо, например, высокие скорости соударения приводят к эрозии, т.е. уносу кометного материала, а не к его модификации, фактически это дает верхнюю оценку на $l_{m,m} \leq 3$ м.

Определенную информацию о составе летучих соединений поверхностного (модифицированного) слоя можно получить изучая свечение комы. Данные же о составе глубинных слоев кометного ядра отсутствуют. Поэтому очень важно установить отличия между составом поверхностных (модифицированных) и глубинных слоев кометного ядра.

В миссии Rosetta ожидается, что спускаемый на поверхность ядра аппарат Rosetta Lander произведет забор грунта с глубины примерно 1 м в случае, если $l_m > 1$ м, то это соответствует модифицированному слою и, по-видимому, не дает возможности определить состав первичного материала протопланетного облака. Такие данные могут быть получены методом активного эксперимента Deep Impact [8–12].

¹ Обсуждая успешные кометные миссии, следует отметить, что за последние несколько лет была потеряна связь с двумя кометными зондами CONTOUR и Deep Space 1. В рамках миссии CONTOUR (Comet Nucleus Tour, зонд был запущен в июле 2002 г.) связь с космическим аппаратом была потеряна спустя 6 недель, планировалось приблизиться к трем кометам Encke, Schwassmann–Wachmann-3 и d'Arrest и провести детальное изучение состава комы и дистанционное исследование поверхностных свойств ядра указанных комет. Космический аппарат Deep Space 1 (запущен в октябре 1998 г., потерян в 2001 г.) выполнил основную задачу (технологическую), помимо этого получил снимки кометы 19P/Borgrelly с высоким разрешением.

² Здесь не рассматривается модификация кометного ядра при взаимодействии с космическими лучами, поскольку она имеет объемный характер.

3. Активный космический эксперимент Deep Impact

В рамках проекта Deep Impact планируется исследовать высокоскоростное столкновение металлического ударника с ядром кометы 9P/Tempel 1. Ожидается, что это столкновение приведет к образованию кратера с характерным размером $S_c \approx 100$ м и глубиной $D_c \approx 30$ м $\gg l_{m,m}$, который может быть исследован оптическими методами. Наблюдение за процессом кратерообразования при столкновении может дать косвенную информацию о плотности и прочностных свойствах ядра. Ожидается также, что такой удар приведет к образованию активной зоны на поверхности кометного ядра, которая будет интенсивно излучать летучие соединения в течение длительного времени после столкновения. В этом случае флуоресценция этих летучих соединений под действием солнечного излучения также будет наблюдаться с борта космического аппарата Deep Impact. Запуск космического аппарата Deep Impact был осуществлен в январе 2005 г., а его столкновение с кометой Tempel 1 запланировано на 4 июля 2005 г.

Коротко-периодическая комета Tempel 1 имеет период обращения 5,5 года с перигелием 1,5 а.е., афелием 4,8 а.е. В момент удара комета будет находиться в перигелии на расстоянии 0,89 а.е. от Земли и примерно на расстоянии 1,5 а.е. от Солнца. Выбор этой кометы продиктован временными рамками проекта и навигационными соображениями, к которым были добавлены требования высокоскоростного пересечения орбит ударника и мишени, удобным для наблюдения с Земли временем удара и рядом требований, относящимся к свойствам кометы: низкий период собственного вращения и относительно большой (≈ 6 км) размер ядра и др.

Космический аппарат Deep Impact в момент столкновения ударника с ядром кометы будет находиться на расстоянии примерно 500–700 км от кометы Tempel 1, что позволит наблюдать с высоким разрешением за процессами, индуцированными столкновением. За процессом соударения будут наблюдаться также многочисленные наземные обсерватории и космический аппарат Hubble Space Telescope.

Приведем параметры активного эксперимента Deep Impact: медный ударник в виде шарового сегмента с блоком аппаратуры управления, массой $m_i \approx 370$ кг, диаметром $d_i \approx 1$ м, высотой $h_i \approx 1$ м сталкивается со скоростью $v_i \approx 10,2$ км s^{-1} [8] с ядром кометы Tempel 1. Предполагаемая плотность кометного ядра $\rho_c \sim 0,3-1,5$ г $см^{-3}$. Система регистрации включает в себя телескопы с записью изображения с помощью ПЗС-матрицы с разрешением 1,4–7 м/пиксель и многофункциональный спектрометр видимого излучения и ИК-спектрометр диапазона 1,05–4,8 мкм с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \geq 216$ [9]. Подчеркнем, что такие параметры кометного ядра как, например, плотность, пористость, химический состав, которые значительно влияют на процесс удара, неизвестны и являются, в частности, предметом исследования миссии Deep Impact.

Рассмотрим подробнее процесс удара. Процесс удара имеет ряд особенностей, характеризующих возникающие физико-химические состояния вещества. Отметим, что при скорости $v_i = 10,2$ км s^{-1} материал ударника — медь — остается твердым и в наблюдаемой динамике процесса удара будет участвовать, главным образом,

вещество кометы. При ударе в мишени формируется ударная волна (УВ) и, по мере ее прохождения по веществу кометы, волна разгрузки. В ходе процесса реализуется широкий спектр фазовых состояний: от сжатой горячей жидкости во фронте ударной волны до малоплотной и испаренной жидкости, в которой происходят различные химические реакции, и разрушенного твердого вещества на дальних стадиях разлета. Кроме того, в силу относительно малых размеров ядра его гравитационным полем можно пренебречь, т.е. считать, что практически весь испаренный и разрушенный при столкновении материал покидает комету³.

Форма и размер кратера существенно зависят от исходной плотности вещества кометы. Как показывают эксперименты, для вещества мишени с низкой плотностью при ударе образуется не кратер, описываемый относительно простыми законами подобия, а полость, часто сложной формы, описать которую простыми скейлингами не удастся [13, 14]. Кроме того, при низкой плотности мишени значительная часть энергии ударника тратится на работу по схлопыванию пор и увеличению внутренней энергии, энтропии и температуры вещества кометы. При этом амплитуда ударной волны оказывается ниже, ее затухание происходит значительно быстрее, а конечные состояния в волне разгрузки имеют более высокие температуры по сравнению со случаем удара в более плотную мишень.

Комета обладает собственной атмосферой, концентрация частиц N_c у поверхности ядра порядка $N_c \sim L_s N_A / (4\pi r_{sc}^2 Q_{v,w} \mu_w) \sim 10^{13}-10^{14}$ $см^{-3}$, где L_s — светимость Солнца, r_{sc} — расстояние от кометы до Солнца в момент удара ($r_{sc} \approx 1,5$ а.е.), $Q_{v,w}$ — теплота испарения кометного льда (оценка сделана для водяного льда), μ_w — молярная масса воды, N_A — число Авогадро. Поскольку концентрация частиц в коме вблизи ядра спадает с расстоянием как $N_c \propto (r_c/r)^{-2}$, где r_c — радиус кометы (для кометы Tempel 1 $r_c \approx 3$ км), то легко понять, что ударник практически не тормозится в кометной атмосфере: соответствующий фактор эффективности торможения: $N_c \mu_w r_c \pi d_i^2 / (4N_A m_i) \approx 10^{-5} \ll 1$.

Массу испаренного вещества m_v можно оценить, используя соотношение [15, 16], связывающее массу ударнообразованного пара с параметрами столкновения и основанное на численном моделировании ударных процессов:

$$m_v \approx m_i \left\{ 2 \left[\frac{4}{v_i} \left(\frac{Q_v}{v} \right)^{0,57} \right]^{v-2} - 1 \right\}. \quad (1)$$

Здесь m_i — масса ударника, v — численный коэффициент (для сплошной среды $v \approx 0,33$ [16]). Для рассматриваемых параметров удара $m_v \approx 0,7 m_i \approx 250$ кг.

Отметим, что указанную величину можно получить из других соображений. Затухание давления p на фронте УВ под местом удара в зависимости от расстояния z до него может быть оценено из соотношения:

$$p \propto \left(\frac{z}{L} \right)^{-\eta}, \quad (2)$$

³ Вторая космическая скорость для кометы Tempel 1 $v_{esc} \sim 1$ м $с^{-1}$ значительно меньше характерных скоростей, приобретаемых разрушенным кометным материалом в волне разгрузки.

где L — характерный масштаб затухания УВ в мишени, η — эффективный показатель адиабаты (обычно $\eta \approx 2,5-3$). Для определения L часто используется зависимость вида (см., например, [15]): $L = d_i(\rho_i/\rho_t)^\alpha(v_i/c_s)^\beta$, где d_i — размер ударника, ρ_i — плотность ударника, ρ_t — плотность мишени (в нашем случае, совпадающая с плотностью ядра кометы ρ_c), v_i , c_s — скорость удара и скорость звука в материале мишени, α , β — константы, зависящие от вещества мишени. Например, для высокоскоростного удара по воде $L = L_w \approx (2-3)d_i$ [17].

Материал мишени после прохождения УВ приобретает удельную энергию e , причем в зоне удара ($z \leq L$), используя уравнение состояния воды [18], можно показать, что $e \approx v_i^2$. При разгрузке ударносжатого кометного материала начинается его испарение и если $e \gg Q_v$, то он испаряется полностью. Так как УВ затухает на расстоянии $z \approx L_w$ от места удара, массу испаренного вещества можно определить из $m_v \sim \rho_t d_i^2 L_w \sim m_i \sim 200$ кг, что находится в хорошем согласии с полученной ранее оценкой. Начальная температура пара $T_0 \lesssim v_i^2/2c_v$, где c_v — теплоемкость воды. Это дает для T_0 оценку сверху: $T_0 \lesssim 10^4$ К. Более точные значения рассмотренных величин можно получить при численном моделировании процесса соударения.

В настоящей работе на основе ряда модельных расчетов процесса столкновения оцениваются наблюдаемые эффекты активного эксперимента Deep Impact. К ним могут относиться размеры образовавшегося кратера, формирование горячего облака испаренного при разгрузке ударносжатого материала кометного ядра, свечение такого облака и др.

4. Численное моделирование процесса столкновения ударника и мишени в эксперименте Deep Impact

При моделировании процесса высокоскоростного столкновения ударника и мишени в качестве материала кометного ядра (мишени) был выбран водяной лед различной пористости. Согласно термодинамическим расчетам, при скорости удара $v_i = 10,2$ км с⁻¹ в материалах ударника и мишени происходят разнообразные физико-химические процессы, в частности, необратимый разогрев во фронте возникающей ударной волны с максимальным давлением до 110 ГПа, приводящий к плавлению и последующему испарению вещества кометы при его расширении. Для описания процесса соударения численно решалась система уравнений газовой динамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \boldsymbol{\pi}) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho (E + u^2/2)}{\partial t} + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{u} \left(E + \frac{u^2}{2} \right) + \boldsymbol{\pi} \mathbf{u} \right] = 0, \quad (5)$$

где $\partial/\partial t$ — локальная, т.е. относящаяся к данной точке пространства частная производная по времени, ρ — плотность вещества, $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ — вектор скорости, $\boldsymbol{\pi} = \|\pi_{ik}\|$ — тензор напряжений⁴, V — произвольный

объем трехмерного пространства; уравнения (3)–(5) выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. Система (3)–(5) замыкалась уравнениями состояния материалов ударника и мишени и решалась численно с использованием компьютерного кода второго порядка точности по пространству на подвижных криволинейных адаптивных сетках с выделением фронта головной ударной волны [19].

В работе использовано широкодиапазонное многофазное уравнение состояния (УРС) меди [18]. Модельное уравнение состояния задано в виде термодинамически полного потенциала свободной энергии и учитывает вклады ионной и электронной подсистем, высокотемпературные эффекты плавления, испарения и ионизации. При построении УРС были использованы данные стационарного теплофизического эксперимента, измерений сжимаемости в алмазных наковальнях, данные по электровзрыву проводников, результаты динамических опытов по ударному сжатию и изэнтропическому расширению сплошных и пористых образцов, а также расчеты по теориям Томаса–Ферми и Дебая–Хюккеля. На основе указанной модели было разработано УРС фазы высокого давления льда-VI, соответствующее реализуемому в условиях эксперимента Deep Impact диапазону фазовой диаграммы. Качество используемых УРС иллюстрируется рис. 2, на котором представлена расчетная энергетическая поверхность меди.

Начальная стадия столкновения представлена на рис. 3 и 4. Для простоты был рассмотрен процесс вертикального падения медного ударника с указанными выше параметрами на плоскую поверхность кометного ядра, модельный состав которого идентичен составу водяного льда различной пористости P_0 ($P_0 = 1 - V_0/V$, где V_0 , V — удельные объемы пор и кометного вещества

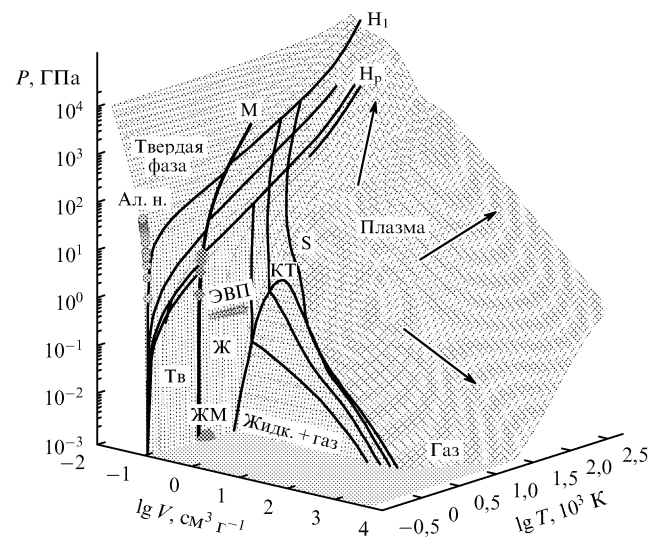


Рис. 2. Трехмерная поверхность давление–удельный объем–температура для меди. Показаны области агрегатных состояний вещества; обозначения: Ал.н. — алмазные наковальни, ЖМ — измерения плотности жидкого металла при нормальном давлении, ЭВП — данные по расширению металла в инертный газ под давлением (электровзрыв проволочек), H_1 , H_2 — основная ударная адиабата и адиабаты пористых образцов, S — изэнтропы расширения ударносжатой меди (расчетные ударные адиабаты и изэнтропы разгрузки соответствуют реальным экспериментам), КТ — критическая точка, стрелки показывают снижение неидеальности системы.

⁴ Отметим, что в гидродинамическом приближении тензор напряжений сферический: $\pi_{ik} = P\delta_{ik}$, δ_{ik} — символ Кронекера.

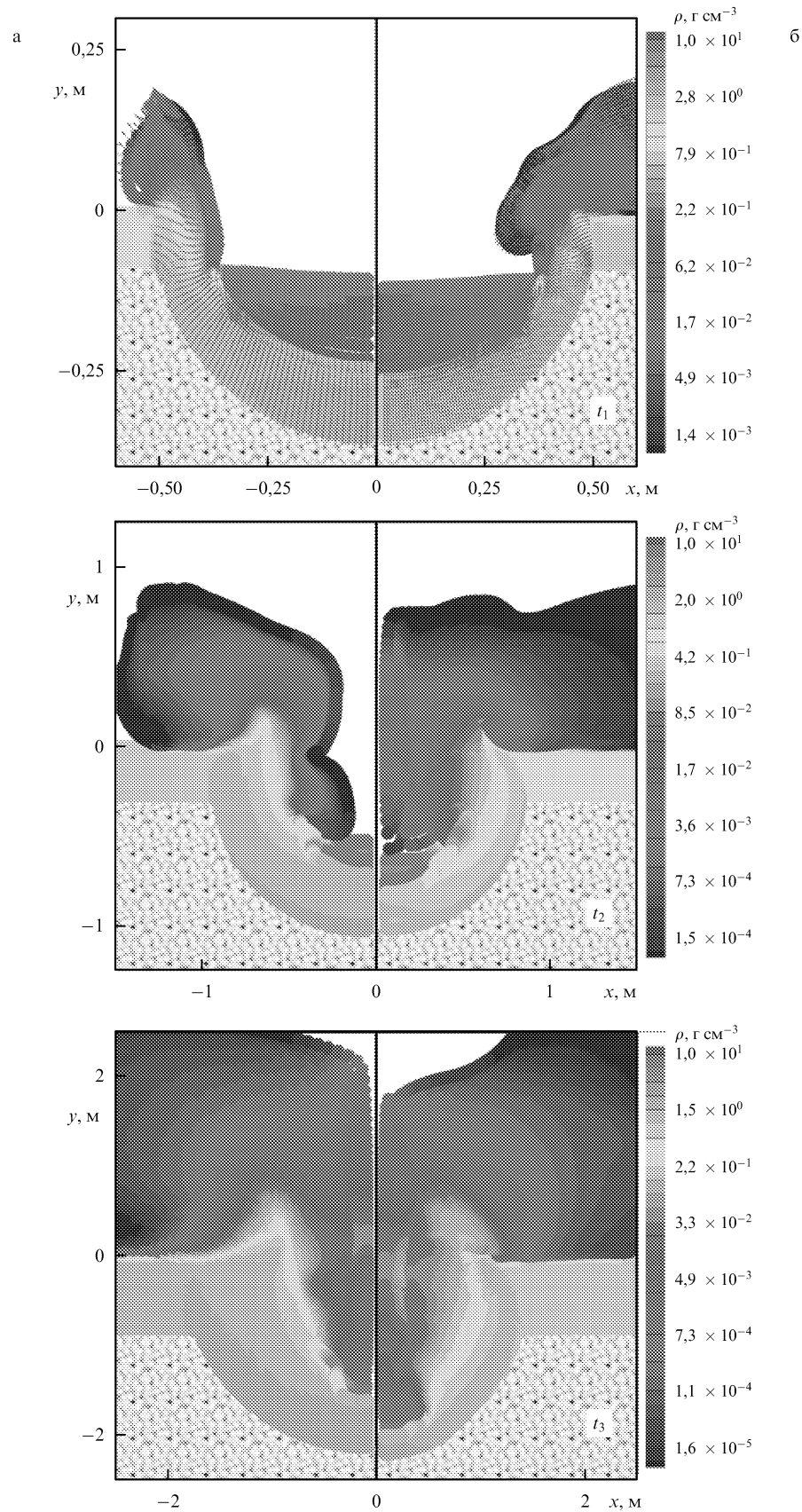


Рис. 3. Поле плотности при высокоскоростном столкновении медного ударника с ядром кометы для разных моментов времени. Представлены расчеты вертикального удара для двух разных вариантов материала мишени: вариант а) соответствует льду с начальной плотностью $\rho_0 = 1,35$, вариант б) соответствует пористому льду с начальной плотностью $\rho_0 \approx 0,75$. Скорость столкновения v_i в обоих случаях равна $v_i = 10,2 \text{ км с}^{-1}$. Представленные кадры соответствуют временам (время растёт сверху вниз): $t_1 = 0,03 \text{ мс}$, $t_2 = 0,1 \text{ мс}$ и $t_3 = 0,3 \text{ мс}$.

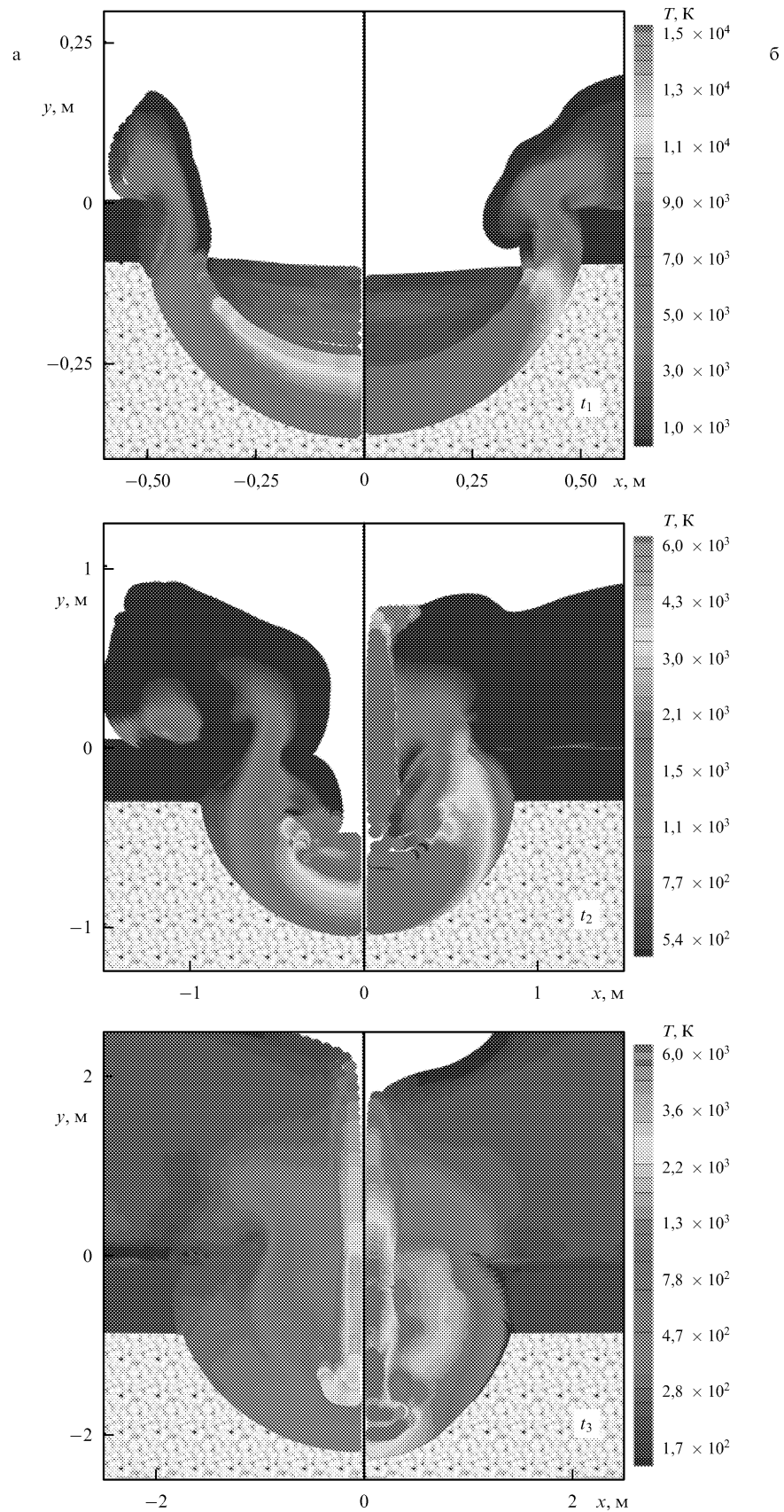


Рис. 4. Поле температуры при высокоскоростном столкновении медного ударника с ядром кометы для разных моментов времени. Представлены расчеты вертикального удара для двух разных вариантов материала мишени: вариант а) соответствует льду с начальной плотностью $\rho_0 = 1,35$, вариант б) соответствует пористому льду с начальной плотностью $\rho_0 \approx 0,75$. Скорость столкновения v_1 для обоих случаев равна $v_1 = 10,2 \text{ км с}^{-1}$. Представленные кадры соответствуют временам (время растет сверху вниз): $t_1 = 0,03 \text{ мс}$, $t_2 = 0,1 \text{ мс}$ и $t_3 = 0,3 \text{ мс}$. В обоих случаях испаренный при разгрузке материал кометы может нагреваться до высоких температур: $T_m \approx 15000 \text{ К}$ для варианта а) и $T_m \approx 35000 \text{ К}$ для варианта б).

соответственно). При такой геометрии удара наблюдаемые эффекты столкновения будут выражены наиболее ярко. Были рассмотрены два случая $P_0 = 1$ (сплошной лед) и $P_0 \approx 0,5$, которые частично охватывают диапазон возможного изменения плотности кометного ядра.

На рисунке 3 представлено поле плотности в разные моменты времени. Вариант а) соответствует водяному льду с начальной плотностью $\rho_0 = 1,35 \text{ г см}^{-3}$ и пористостью $P_0 = 1$. Вариант б) соответствует водяному льду с начальной плотностью $\rho_0 \approx 0,7 \text{ г см}^{-3}$ и пористостью $P_0 \approx 0,5$. Скорость ударника v_i в обоих случаях равна $v_i = 10,2 \text{ км с}^{-1}$. Представленные кадры демонстрируют эволюцию плотности как ударника, так и мишени на временах (время растет сверху вниз): $t_1 = 0,03 \text{ мс}$, $t_2 = 0,1 \text{ мс}$ и $t_3 = 0,3 \text{ мс}$ соответственно.

Следует отметить, что скорость разлета индуцированного ударом газового выброса заметно увеличивается с уменьшением плотности (и с увеличением пористости соответственно) материала мишени. Это связано с более высокой начальной температурой ударноиспаренного облака в случае более пористого водяного льда. Учитывая, что за процессом столкновения планируются наблюдения с разрешением около 1 м (такое высокое разрешение осуществимо с борта космического аппарата Deep Impact), указанный эффект может быть легко обнаружен. Таким образом, эволюция газового выброса, согласно приведенным расчетам, косвенно дает важную информацию о плотности кометного ядра.

На рисунке 4 представлено поле температуры в указанные моменты времени для тех же параметров ударника и мишени. В обоих случаях разгрузка ударносжатого материала мишени приводит к образованию облака горячего пара с температурой $T \sim 3000 \text{ К}$, причем наблюдается кумулятивное увеличение температуры газа на оси симметрии. Причина такого увеличения температуры — столкновения расширяющихся струй горячего пара, обтекающих ударник и образовавшихся в процессе разгрузки. В случае пористого льда максимальная температура, индуцированного ударом пара, может быть очень высока: $T_{m,b} \approx 25000 \text{ К}$, и значительно превышает максимальную температуру в облаке пара, образовавшегося при ударе по сплошному льду ($T_{m,ice} \approx 15000$). Причины данного эффекта большего разогрева пористого вещества обсуждены выше.

На рисунке 5 представлено поле давления на финальной стадии кратерообразования для случая сплошного льда (а) и пористого льда (б). Форма и размер образовавшегося кратера могут быть оценены из условия, что предел прочности льда на сжатие составляет $\sigma \approx 500 \text{ атм}$. В этом случае, если пренебречь гравитационным полем кометы, весь материал, испытавший ударное сжатие свыше этого предела, будет разрушен и покинет комету в волне разгрузки (скорость разлета кометного материала при изэнтропическом разгрузении с давления $\approx 500 \text{ атм}$ равна примерно 15 м с^{-1} , что значительно превышает вторую космическую скорость для данной кометы).

На рисунке 5 хорошо видны зоны, разделяющие разрушенный и неразрушенный лед. Это дает возможность оценить параметры образующегося кратера. Для сплошного льда глубина кратера составляет $\approx 40 \text{ м}$, а диаметр — $\approx 80 \text{ м}$. Такой кратер может легко наблюдаться с космического аппарата Deep Impact. В случае

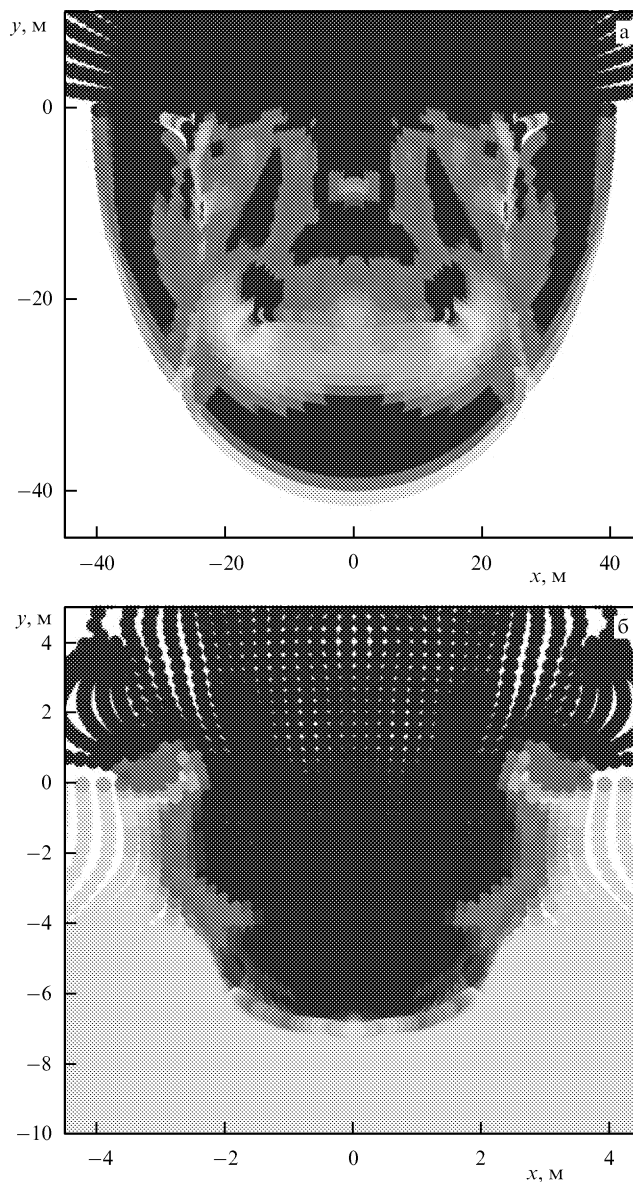


Рис. 5. Поле давления при высокоскоростном столкновении медного ударника с ядром кометы на финальной стадии кратерообразования. Представлены расчеты вертикального удара для двух разных вариантов материала мишени: вариант а) соответствует льду с начальной плотностью $\rho_0 = 1,35$, вариант б) соответствует пористому льду с начальной плотностью $\rho_0 \approx 0,75$. Скорость столкновения v_i для обоих случаев равна $v_i = 10,2 \text{ км с}^{-1}$. В случае а) образуется кратер размером $S_c \approx 80 \text{ м}$ и глубиной $D_c \approx 40 \text{ м}$. В случае б) размеры кратера гораздо меньше: $S_c \approx 5 \text{ м}$, а глубина $D_c \approx 6 \text{ м}$.

пористого льда размеры кратера значительно меньше: глубина кратера составляет примерно 7,5 м, а диаметр — 7 м.

Столь значительное отличие в размерах кратера для рассмотренных двух вариантов пористости мишени объясняется различными физическими процессами, ответственными за образование кратера. В случае сплошного льда ударник создает сильную ударную волну, далеко его опережающую, и размер кратера определяется веществом, уносимым в волне разгрузки. Для пористого льда ударная волна не отходит далеко от ударника, основная часть энергии удара тратится на схлопывание пор и переходит во внутреннюю энергию

вещества. Кратер при этом имеет вытянутую вдоль траектории ударника форму и небольшие поперечные размеры. Характерно, что для сплошного материала мишени глубина проникновения ударника составляет $\approx 2,5$ м, в то время как для пористого вещества она значительно больше ≈ 6 м. Следовательно, поперечный размер кратера позволяет косвенно определить плотность кометного ядра.

5. Химические превращения в облаке ударного пара при его разлете

Таким образом, вертикальный высокоскоростной удар по ядру кометы приводит к образованию относительно плотного (с плотностью $\rho_{cl} \sim 10^{-2}$ г см $^{-3}$) горячего газового облака, с характерным размером около 1 м и состоящего из ударноиспаренного материала мишени с температурой $T \sim (3-10) \times 10^3$ К. Легко показать, что такое облако находится в термодинамическом равновесии. Будем считать, что элементный состав горячего пара соответствует газовому составу комы синтетической (модельной) кометы, полученному на основании наблюдений комет Halley, Hale–Bopp, Hyakutake [20]. Тогда объемная доля элементов, присутствующих в кометном веществе составит: водород — [H] $\approx 0,6$, кислород — [O] $\approx 0,3$, углерод — [C] $\approx 0,1$, азот — [N] $\approx 0,01$ и сера — [S] $\approx 0,003$.

На рисунке 6 представлен термодинамически равновесный химический состав горячего газа в зависимости от его температуры при заданном элементном составе

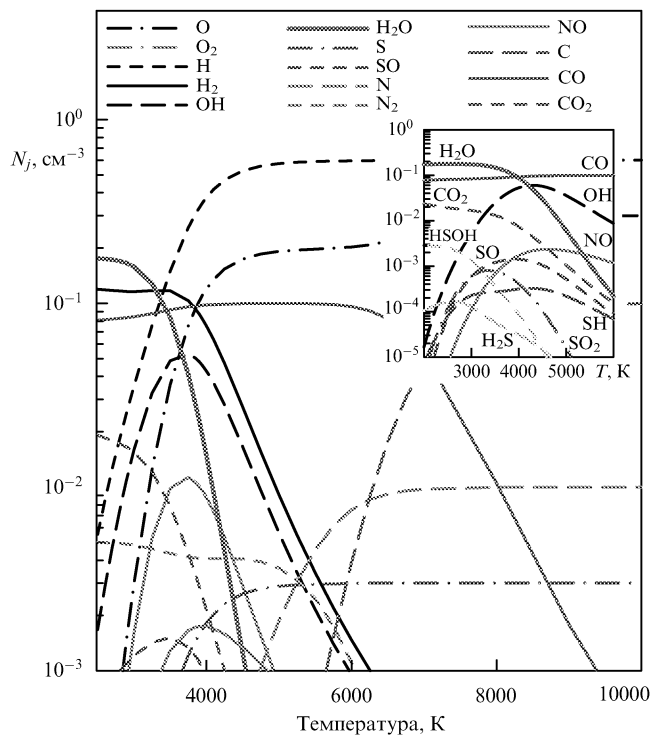


Рис. 6. Термодинамически равновесный химический состав горячего газа в зависимости от температуры, при заданном элементном составе (H:O:C:N:S = 60:30:10:1:0,3). Давление газа равно 1 атм. На вставке представлен равновесный состав газа с тем же элементным составом, но при давлении 10 атм. Рассмотренные варианты охватывают широкий диапазон возможных начальных состояний ударноиспаренного модельного кометного материала.

для разных давлений p ($p = 1$ атм, а для вставки на рис. 6 давление $p = 10$ атм), охватывающих широкий диапазон возможных начальных состояний ударноиспаренного кометного материала. При высоких температурах, как и следовало ожидать, молекулярные соединения практически полностью диссоциируют и в составе горячего газа доминируют атомы заданного элементного состава. Зависимость, представленная на рис. 6, позволяет оценить начальные концентрации различных соединений в горячем облаке. При этом основными соединениями ударноиспаренного кометного материала являются (представлены объемные доли соединений): [H] $\approx 0,6$, [O] $\approx 0,2$, [OH] $\approx 0,02$, [CO] $\approx 0,1$, [N $_2$] $\approx 0,003$, [N] $\approx 0,003$, [NO] $\approx 0,002$, [S] $\approx 0,003$. С точки зрения наблюдений важно и интересно изменение химического состава такого облака в процессе его разлета, поскольку многие соединения, входящие в состав ударноиспаренного кометного вещества являются эффективными излучателями. Для простоты примем, что разлет газового облака носит инерционный характер, т.е. его размер d_{cl} на интересующих нас временах t растет линейно со временем: $d_{cl} \sim c_{s,cl}t$, где $c_{s,cl}$ — скорость звука в горячем газе.

В горячем облаке эффективно протекают химические реакции и его химический состав может значительно меняться в процессе разлета. С течением времени плотность и температура первоначально горячего пара падают, скорость химических реакций снижается, а характерное время химической релаксации (установления термодинамического равновесия) растет. Очевидно, что для бинарных столкновений характерное время установления химического состава растет с падением плотности газа: $\tau_{ch,s} \sim \rho^{-1}$, для тройных столкновений $\tau_{ch,t} \sim \rho^{-2}$ и, начиная с некоторого момента времени τ_q указанные времена превышают характерное время τ_{hd} газодинамических процессов, ответственных за изменение температуры газа и плотности. По порядку величины τ_{hd} можно оценить из $\tau_{hd} \sim d_{cl}/c_{s,cl}$, где d_{cl} — размер облака пара, а $c_{s,cl}$ — скорость звука в горячем паре. С этого момента времени состав ударноиспаренного вещества практически не меняется — происходит так называемая закалка (quenching) химических соединений (см., например, [21]). Отметим, что параметры закалки (давление и температура) могут заметно отличаться для разных соединений, поэтому для количественного определения концентраций "закаленных соединений" необходимо провести кинетические расчеты.

Как с борта космического аппарата Deep Impact, так и с Земли планируются спектроскопические наблюдения за выброшенным при ударе кометным веществом. Ожидается, что, как собственное свечение выброшенного газа, так и его флуоресценция под действием солнечного излучения дадут информацию о химическом составе кометного вещества.

Определим, как меняется химический состав ударноиспаренного кометного материала в процессе его разлета. Для этого уравнения химической кинетики, которые описывают химические превращения в ударном паре, решались совместно с уравнениями газовой динамики, описывающей разлет облака пара. Учитывались примерно 400 газофазных реакций, протекающих при высоких температурах в смеси H–O–C–N–S соединений и описывающих эволюцию 40 соединений, входящих в состав модельного ударного пара [22]. Отметим, что наличие пыли в облаке пара может

значительно изменить его химический состав. Это связано с тем, что гетерогенные реакции (с участием пыли), как правило, очень эффективны и способны сильно ускорять химические превращения (пылевые частицы могут являться катализаторами). Здесь эффекты, связанные с пылевой компонентой ударного пара, не учитывались. Уравнения химической кинетики имеют вид:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = P_j - n_j L_j + n_j \frac{\partial}{\partial t} \ln \rho, \quad (6)$$

где n_j — средняя (по объему облака) концентрация j -го соединения, P_j и L_j описывают источники и потери j -го соединения в химических реакциях (включая фотопроцессы, индуцированные солнечным излучением). Последнее слагаемое описывает влияние разлета горячего облака на процессы фотохимии.

В качестве начальных данных для указанной системы уравнений использовались термодинамически равновесные значения концентраций рассматриваемых соединений, что является оправданным, если учесть высокие начальные температуры ($T_0 \sim 6000$ К) и плотность ($\rho_0 \sim 10^{-2}$ г см $^{-3}$) облака пара⁵.

На рисунке 7 представлены характерные временные зависимости ряда соединений, важных с точки зрения наблюдений. Представлены два варианта с различной начальной температурой T_0 горячего облака пара: $T_0 = 6000$ К (рис. 7а) и $T_0 = 4000$ К (рис. 7б). На обоих графиках хорошо виден момент "закалки", который наступает на временах $\sim 0,1$ с, практически для всех соединений. Несмотря на то, что концентрации "закаленных" соединений могут заметно отличаться для разных значений начальной температуры, оба варианта демонстрируют общие тенденции в том, как протекают химические превращения в горячем, разлетающемся ударном паре. Ниже мы рассмотрим вариант $T_0 = 6000$ К.

К моменту времени $t \sim 1$ с, когда размер облака становится порядка $d_{c,v} \sim 300$ м (плотность пара в облаке в этот момент $\rho_v \sim 10^{-9}$ г см $^{-3}$ становится порядка плотности газовой комы, окружающей ядро, поэтому на более поздних временах необходимо учитывать ее влияние на расширение облака), температура $T_v \sim 600$ К, состав ударноиспаренного вещества обнаруживает следующие особенности. Основными водородсодержащими соединениями являются: молекулярный водород H_2 (доля $[H_2]$ $\delta_{H_2} \simeq 30$ %, нормируется на полную концентрацию атомов водорода), атомарный водород H ($\delta_H \simeq 10$ %), вода H_2O ($\delta_{H_2O} \simeq 15$ %). Углерод главным образом связывается в окись углерода CO ($\delta_{CO} \simeq 99$ %), доля углекислого газа CO_2 составляет менее 1 %. Основные кислородсодержащие соединения — атомарный кислород O ($\delta_O \simeq 48$ %), CO ($\delta_{CO} \simeq 32$ %), O_2 ($\delta_{O_2} \simeq 8$ %), H_2O ($\delta_{H_2O} \simeq 2,5$ %) и SO_2 ($\delta_{SO_2} \simeq 1$ %). Азот превращается преимущественно в молекулярный азот N_2 ($\delta_{N_2} \simeq 45$ %) и окись азота NO ($\delta_{NO} \simeq 10$ %). Серосодержащие соединения, входящие в состав пара, представлены диоксидом серы SO_2 ($\delta_{SO_2} \simeq 88$ %), оксидом серы SO ($\delta_{SO} \simeq 9$ %), серой S ($\delta_S \simeq 2$ %), HSO ($\delta_{HSO} \simeq 0,5$ %) и H_2SO ($\delta_{H_2SO} \simeq 0,3$ %).

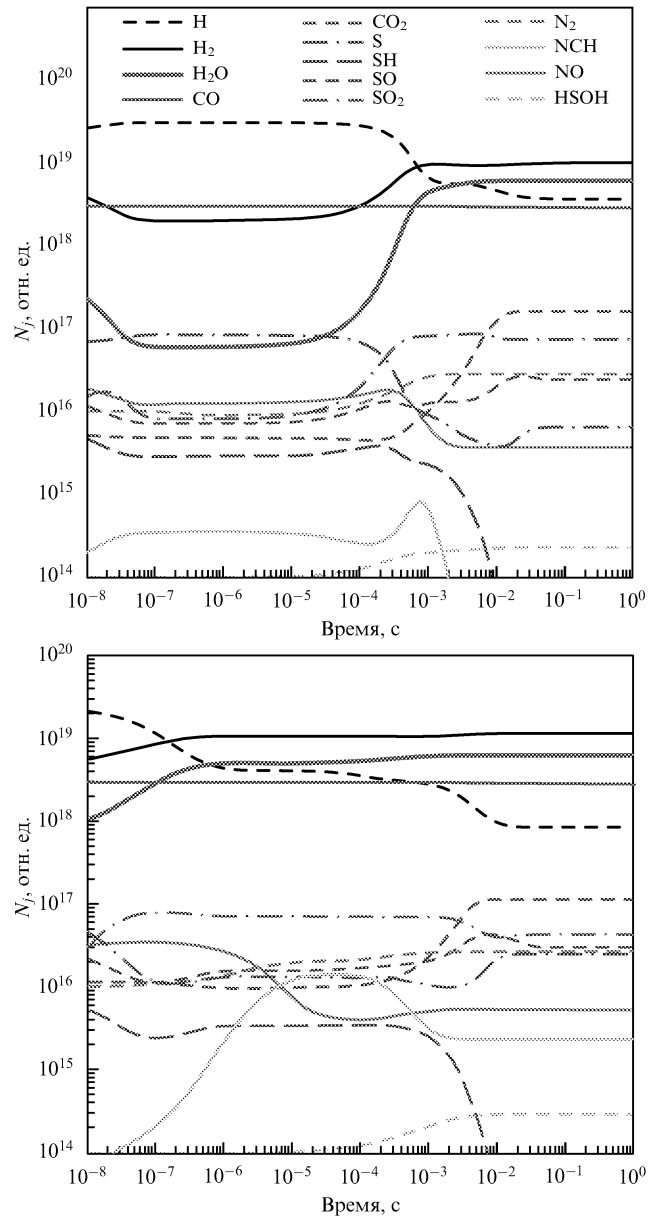


Рис. 7. Фотохимия инерционно разлетающегося горячего облака при заданном элементном составе ($H:O:C:N:S = 60:30:10:1:0,3$). Начальная плотность газа $\rho_0 \simeq 10^{-3}$ г см $^{-3}$, начальная температура газа равна $T_0 = 6000$ К (а) и $T_0 = 4000$ К (б). Представлены концентрации наиболее важных, с точки зрения наблюдений, соединений водорода, кислорода, углерода, азота и серы.

Многие из рассмотренных соединений, такие, как, например, OH , NO , CO , SO , H_2O , CO_2 , SO_2 являются при рассматриваемых температурах эффективными излучателями, что может обеспечить оптическую толщину для облака ударноиспаренного кометного материала в видимом, УФ и ИК диапазонах. В этом случае столкновение ударника и ядра кометы в эксперименте Deep Impact будет сопровождаться вспышкой излучения. Зависимость спектральной интенсивности излучения I_λ облака пара от времени t можно оценить из простых соображений:

$$I_\lambda \sim \pi d_{cl}^2 \exp\left(-\frac{E_\lambda}{T_v}\right) \propto t^2 \exp[-\alpha_\lambda t^{3(\gamma-1)}], \quad (7)$$

⁵ Наличие пыли в горячем разлетающемся газе может привести к тому, что такой газ будет термодинамически равновесным и при значительно меньших температурах.

где γ — показатель адиабаты в горячем газе, E_λ — характерная энергия перехода излучающего атома или молекулы, λ — длина волны, T_v — температура ударного пара, α_λ — численный коэффициент.

Первый множитель описывает увеличение площади излучателя (горячего облака) в процессе инерционного разлета ($d_{cl} \sim c_{s,cl}t$) при условии, что это облако является оптически толстым на данной длине волны. Второй множитель описывает в больцмановском приближении распределение концентрации излучающих молекул в зависимости от температуры газа, без конкретизации самих молекул. При этом учитывается изменение температуры облака в процессе его инерционного расширения.

На поздней стадии разлета облако ударноиспаренного кометного материала является оптически тонким и, соответственно, становится объемным излучателем. При этом зависимость $I_\lambda(t)$ приобретает вид:

$$I_\lambda \propto \exp(-A_\lambda t), \quad (8)$$

где мы учли закалку излучающих соединений. Экспоненциальный множитель отражает уменьшение концентрации излучающих молекул n_j в отсутствие накачки: $dn_j/dt = -A_\lambda n_j$, где A_λ^{-1} — радиационное время жизни излучающего атома или молекулы. Рассмотренная зависимость описывает стадию послесвечения остывающего облака, характерные времена такого свечения определяются значениями A_λ и могут варьироваться в широких пределах: от долей секунды до нескольких часов. С наблюдательной точки зрения интересны переходы, для которых радиационное время жизни не слишком велико и по порядку величины совпадает со временем разлета горячего облака (в нашем случае это время порядка нескольких секунд), в течение которых облако кометного пара еще является эффективным излучателем.

Например, в результате подобных переходов с метастабильных уровней в колебательно-возбужденных молекулах NO (длина волны излучения $\lambda \simeq 5,3$ мкм), CO ($\lambda \simeq 4,6$ мкм), OH ($\lambda \simeq 2,8$ мкм), CO₂ ($\lambda \sim 4,3-15$ мкм) генерируется ИК излучение. Переходы с возбужденных вращательных уровней приводят к генерации радиоизлучения. Отметим линию $\lambda = 18$ см в молекуле гидроксила OH, которая может быть зарегистрирована наземными радиотелескопами и мазерное излучение молекул воды на переходе 557 ГГц, который возбуждается при быстром расширении и охлаждении кометного выброса. Радионаблюдения за указанными молекулами могут дать важную информацию о скорости разлета облака и, соответственно о начальной температуре ударноиспаренного кометного материала.

Необходимо отметить, что приведенные выше данные о составе ударноиспаренного вещества в определенной степени условны и отражают скорее только характер тенденций химических превращений в нем, которые сложным образом зависят от состава кометного материала, например от отношения [O]/[C], соотношения между массами пылевой и газовой компонент в кометном ядре и ряда других факторов. Нельзя исключить также возможность детонации кометного ядра в процессе столкновения, хотя для этого нужен весьма специфический химический состав кометного вещества и особые, экстремальные условия удара.

Например, выше в качестве элементного состава ударного пара мы использовали, фактически, данные о

наблюдательном составе комы. Если же использовать элементный состав кометного ядра исходя из элементного состава Солнца (в этом случае основным элементом является водород [23]; [H] $\simeq 0,999$, [O] $\simeq 7,4 \times 10^{-4}$, [O]/[C] $\simeq 1,7$, [O]/[N] $\simeq 8$, [O]/[S] $\simeq 40$), то основными "закаленными" соединениями испаренного вещества, согласно нашим кинетическим расчетам, являются: водородсодержащие соединения — H, H₂; кислородсодержащие соединения — H₂O, CO; углеродсодержащие соединения — CO; азотсодержащие соединения — N₂, N, HCN, NO; серосодержащие соединения — S, SO. Тем не менее химический состав ударноиспаренного кометного вещества и динамика его изменения со временем, которые могут быть определены по свечению горячего облака, являются важным фактором в определении начального химического состава ударного пара и соответственно химического состава летучих соединений кометного ядра. Учитывая, что характерное время образования горячего пара при ударе составляет примерно 0,3 мс, а глубины проникновения ударника и сильной ударной волны не превышают при этом 2 м, можно сделать вывод, что состав указанного пара отражает состав модифицированного поверхностного слоя кометного ядра.

6. Заключение

В настоящей работе мы рассмотрели ряд возможных наблюдаемых эффектов, сопровождающих высокоскоростное столкновение металлического ударника и ядра кометы Tempel 1 в активном космическом эксперименте Deep Impact. Перечислим наиболее важные, на наш взгляд, наблюдательные последствия удара:

- в процессе удара образуется кратер, размер которого зависит от плотности и пористости ядра кометы: в случае сплошного льда размер кратера около 80 м, для пористого льда с $Pv \simeq 0,5$ размер кратера на порядок меньше $\simeq 7$ м. В обоих случаях кратеры наблюдаемы с борта космического аппарата Deep Impact. Таким образом, размер кратера позволяет косвенно оценить плотность и пористость кометного ядра;

- в случае вертикального удара, при разгрузке ударносжатого кометного материала образуется облако горячего пара, состав которого совпадает с составом летучих соединений поверхностного слоя кометного ядра, температура облака значительно растет с увеличением пористости ядра кометы. Характерная начальная температура ударного пара составляет $T_0 \sim 5000$ К для сплошного льда и $T_0 \sim 15000$ К для пористого льда с $Pv \simeq 0,5$. Это также дает возможность косвенно определить плотность и пористость мишени;

- в процессе разлета ударного пара происходит сильное изменение его химического состава с последующей "закалкой". Для модельного состава кометного ядра основными "закаленными" соединениями ударного пара являются атомарные водород и кислород H, O, молекулярные кислород и азот O₂, N₂, гидроксил OH, пары воды H₂O, окись и двуокись углерода CO, CO₂, окись азота NO, диоксид и оксид серы SO₂, SO, соединения HSOH, H₂SO. Свечение указанных соединений продуцирует вспышку излучения в оптическом, УФ, ИК и радиодиапазонах, которая может быть зарегистрирована как с космического аппарата Deep Impact, так и с Земли.

За активным экспериментом Deep Impact будут наблюдать более 17 обсерваторий по всему миру, Hubble Space Telescope и ряд космических аппаратов. Представленные результаты, как мы надеемся, могут быть использованы при интерпретации наблюдательных данных, которые будут получены в самом ближайшем будущем.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН "Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий" и "Математическое моделирование", "Max Planck Research Awards for International Cooperation" (September 28, 2002), subject "Physics of High Energy Density and Dusty Plasma", а также гранта Президента РФ "Научные школы" № 1938.2003.2 и гранта РФФИ № 03-07-90197.

Список литературы

1. Сафронов В С *Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет* (М.: Наука, 1969)
2. Sagdeev R Z et al. *Adv. Space Res.* **5** (12) 95 (1985); <http://iki.cosmos.ru/ssp/vega.html>; <http://www.laspacespace.ru/rus/vega.php>
3. Клумов Б А и др. *УФН* **164** 617 (1994); Фортов В Е и др. *УФН* **166** 391 (1996)
4. Asphaug E, Benz W *Icarus* **121** 225 (1996)
5. Weissman P R *Nature* **320** 242 (1986); Weidenschilling S J *Nature* **368** 721 (1994)
6. <http://stardust.jpl.nasa.gov/photo/cometwild2.html>
7. Бережной А А, Клумов Б А *Письма в ЖЭТФ* **68** 150 (1998); Klumov B A, Berezhnoi A A *Adv. Space Res.* **30** 1875 (2002)
8. A'Hearn M F, Belton M J S, Delamere A, Blume W H "Deep Impact: a large-scale active experiment on a cometary nucleus" *Space Sci. Rev.* (2005) (in press)
9. <http://deepimpact.jpl.nasa.gov/tech/instruments.html>
10. Fernández Y R et al. *Icarus* **164** 481 (2003)
11. Binzel R P et al. *Planet. Space Sci.* **51** 443 (2003)
12. Belton M J S, A'Hearn M F *Adv. Space Res.* **24** 1167 (1999)
13. Ishibashi T, Fujiwara A, Fujii N *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** 2543 (1990)
14. Kadono T *Planet. Space Sci.* **47** 305 (1999)
15. Ahrens T J, O'Keefe J D *Int. J. Impact Eng.* **5** 13 (1987)
16. Toon O B et al. *Rev. Geophys.* **35** 41 (1997)
17. Artemieva N A, Shuvalov V V *Deep Sea Res. Pt. II* **49** 959 (2002)
18. Бушман А В, Канель Г И, Ни А Л, Фортов В Е *Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий* (Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988)
19. Fortov V E et al. *Nucl. Sci. Eng.* **123** 169 (1996)
20. Cottin H, Gazeau M C, Raulin F *Planet. Space Sci.* **47** 1141 (1999)
21. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1963)
22. Berezhnoy A A, Hasebe N, Hiramoto T, Klumov B A *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **55** 859 (2003)
23. Anders E, Ebihara M *Geochim. Cosmochim. Acta* **46** 2363 (1982)

Possible observational effects in the Deep Impact experiment

B.A. Klumov

Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics,
Postfach 1312, Giessenbachstrasse 85748, Garching 85741, Germany
Tel. (49 89) 30000-33-96. Fax (49 89) 3000-35-69
E-mail: klumov@mpe.mpg.de

V.V. Kim, I.V. Lomonosov, V.G. Sultanov, A.V. Shutov

Institute for Chemical Physics Problems, Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika N.N. Semenova 1, 142432 Chernogolovka, Moscow Region, Russian Federation
Tel. (7-095) 787-70 29. Fax (7-095) 785-70 29
E-mail: kim@fcp.ac.ru, ivl143@fcp.ac.ru,
sultan@fcp.ac.ru, shutov@fcp.ac.ru

V.E. Fortov

Institute for High Energy Density, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 484-23 00, (7-095) 483-23 14. Fax (7-095) 485-79 90
E-mail: fortov@ras.ru, fortov@ihed.ras.ru

Observational consequences of the high-speed collision of a metal impactor and the nucleus of the Tempel 1 comet scheduled for July 2005 in the framework of the active experiment of the Deep Impact mission are discussed. From the numerical simulation of the impact process, the diameter of the potential crater is evaluated as a function of the initial density and initial porosity of the nucleus. Much of the shock-compressed cometary material evaporated at the unloading stage may get heated to about $(1-2) \times 10^4$ K. By modelling the elemental composition of the nucleus, the change in the composition of the expanding hot vapor is computed, which can potentially be useful in determining the spectral pattern of the impact-induced flash.

PACS numbers: 47.40.-x, 62.50.+p, 82.20.Wt, 96.35.-j, 96.50.Gn

Bibliography — 23 references

Received 7 June 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (7) 767–777 (2005)

Physics–Uspekhi **48** (7) (2005)