УДК 523.68

# О СТРУКТУРЕ КОМЫ МАЛЫХ МЕТЕОРОИДОВ

### Залогин Г.Н., Кусов А.Л.

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, г. Королёв, М.О. kusov\_al@mail.ru

#### Аннотация

На основе метода прямого статистического моделирования (ПСМ) рассмотрена задача входа в атмосферу Земли малых метеороидов. Использование метода ПСМ позволяет получить представление о структуре возмущенной области в окрестности метеороида – комы, и проследить ее эволюцию в зависимости от скорости входа и высоты полета (числа Кнудсена) в переходном режиме течения, когда методы расчета, используемые в свободномолекулярной области или области сплошной среды неприменимы. На основе численного решения модельной задачи о входе железного метеороида рассмотрены основные аспекты физической теории метеоров: аэродинамическое торможение, потеря массы (абляция), эффекты аэродинамического и теплового загораживания.

# ON THE STRUCTURE OF SMALL METEOROIDS COMA

### Zalogin G.N., Kusov A.L.

## Central Scientific Research Machine Building Institute (TSNIIMash) Russia, Korolev, Moscow Region

The small meteoroids Earth atmosphere entry problem was considered on the basis of the direct simulation Monte–Carlo method (DSMC). DSMC method allows understand the structure of the disturbed area around a meteoroid (coma) and observe its evolution depending on entrance velocity and flight altitude (Knudsen number) in the transition flow regime, where usual calculation methods for free molecular and continuum regimes don't work. Main features of meteor theory physics such as aerodynamic braking, mass loss (ablation), effects of aerodynamical and heat blocking were considered on the basis of model problem numerical simulation of iron meteoroid entry.

### 1. Введение

Процессы и явления, сопровождающие вход малых метеороидов в атмосферу, описаны в значительном количестве монографий и статей и к настоящему времени представляют отдельную отрасль знаний, называемую «физикой метеорных явлений». Анализ весьма многочисленных, и связанных между собой процессов проводится на основе рассмотрения достаточно простой системы уравнений физической теории метеоров, включающей целый ряд коэффициентов, весьма приближенно описывающих отдельные процессы [1, 2]. С точки зрения газовой динамики и теплообмена эта задача аналогична задаче входа в атмосферу космического аппарата. В такой постановке она рассмотрена в [3–6] для метеороидов достаточно больших размеров, когда параметры течения и теплообмена определяются в рамках течения сплошной среды. Анализируемое ниже явление входа в атмосферу малых метеороидов протекает в свободномолекулярном и переходном режимах течения. Хорошо зарекомендовавшие себя методы анализа, основанные на решении уравнений Навье – Стокса, неприменимы в этом диапазоне чисел Кнудсена, а уравнения кинетической теории газа слишком сложны для анализа всей совокупности протекающих процессов. В астрономической литературе при анализе явления входа в атмосферу рассматриваются следующие характеристики:

- коэффициент сопротивления, связанный с аэродинамическим коэффициентом *C<sub>x</sub>*;

- коэффициент теплоотдачи, определяющий долю энергии набегающего потока, затраченную на унос массы вещества метеороида;
- коэффициенты аэродинамического и теплового загораживания, определяющие изменения сопротивления и теплообмена в зависимости от интенсивности вдува паров материала метеороида;
- коэффициент эффективности излучения (коэффициент светимости);
- коэффициент ионизации продуктов абляции вещества метеороида; и некоторые другие.

Наибольшую неопределенность имеет коэффициент светимости, достигающий по данным [1, 2] нескольких порядков величины. С неопределенностью этого коэффициента связано, по-видимому, различие масс определяемых различными способами (фотометрической и динамической). Величины этих коэффициентов и их зависимости от параметров задачи определяются как чисто теоретически, так и с привлечением данных наблюдений. При таких режимах течения и сильном взаимном влиянии основных физических процессов, связанных с абляцией материала, имеются объективные трудности для их численного моделирования. Кроме того, протекающие в окрестности метеороида физические и физико-химические процессы, такие как диссоциация молекул воздуха, ионизация продуктов абляции вещества метеороида, возбуждения электронных состояний частиц, определяющих интенсивность излучения, не могут рассматриваться в традиционной постановке, используемой в плотном газе. Это связано с тем, что в данной задаче отсутствует максвелловское распределение частиц по скоростям и понятие температуры газа не может быть введено. При этом для расчета скоростей перечисленных процессов необходимо привлекать их сечения, а традиционные константы скоростей, зависящие от температуры газа, не могут быть использованы. Большинство перечисленных трудностей устраняется при использовании для решения этой задачи метода прямого статистического моделирования (ПСМ) [7]. В [8] показано, что метод ПСМ может быть эффективно использован для решения задачи, подобной рассматриваемой. Ранее метод ПСМ уже использовался для анализа структуры течения около метеороидов потоковых метеоров Леонид и Персеид в работах [9, 10]. В этих работах основное внимание уделено структуре следа за метеороидом, важного с точки зрения излучения метеоров, но, к сожалению, отсутствуют выводы относительно важных для физики метеорных явлений коэффициентов сопротивления и теплопередачи (см. ниже).

Решение проблемы входа в атмосферу метеороидов малых размеров в значительной степени основывается на богатой статистике явления, связанного с метеорными потоками [1, 2] и др. В результате наблюдений в распоряжении исследователей имеются данные о траектории движения метеороида: скорости U(t), высоты H(t), угла входа, интенсивности и спектральном составе излучения. Кроме того, фиксируется длина и эволюция следа метеора.

Для объяснения явлений, наблюдаемых при входе метеороидов небольших размеров в атмосферу, необходимо рассмотреть три основных взаимосвязанных аспекта:

- газодинамический, который определяет режим течения газа в окрестности обтекаемого тела, теплообмен и торможение;
- процесс термохимического разрушения вещества метеороида при взаимодействии с газовой средой (воздухом);
- излучение смеси газов набегающего потока (воздуха) и продуктов испаренного вещества метеороида.

Важный для крупных метеоров аспект, связанный с дроблением (фрагментацией) здесь не рассматривается.

Рассмотрим кратко каждый из перечисленных аспектов.

При входе в атмосферу Земли объекта с большими скоростями от 11 до 72 км/с [1, 2], а для межгалактических частиц [11] и более, в окрестности метеороида по мере возрастания плотности газа реализуется три режима течения: свободномолекулярный, переходный и режим сплошной среды [2]. Для математического описания процессов, происходящих в окре-

стности метеора, наибольшую трудность представляет переходный режим течения. Однако именно в этом режиме течения наблюдаются основные метеорные явления, связанные с потерей массы и излучением малых метеороидов.

При изменении режима обтекания меняется механизм теплообмена и механизм термохимического разрушения метеороида. В свободномолекулярном потоке при соударении частиц с поверхностью основная часть их энергии передается стенке, т.е. коэффициент аккомодации энергии близок к 1. При высоких скоростях движения, характерных для малых метеоров ( $U_f \sim 40$  км/с) энергия соударения молекул N<sub>2</sub> достигает 230 эВ (рис. 3). Эта величина существенно превышает энергию связи частиц (энергию сублимации или испарения) в твердом теле или расплаве (3.1 эВ для меди, 7.8 эВ для углерода, 3.7 эВ для железа, 3.1 эВ для алюминия и т.д.). Поэтому в этом случае возможно два режима термохимического разрушения. В первом – вся энергия соударяющихся частиц идет на нагрев, а унос массы происходит за счет сублимации (испарения). Во втором случае частицы газа при соударении выбивают некоторое количество частиц твердого материала [10]. Часть энергии идёт на нагрев метеороида. Скорее всего, оба процесса идут параллельно.

В режиме течения сплошной среды в теплообмене метеороидов преобладает лучистая составляющая. Конвективный тепловой поток практически полностью экранируется вдувом продуктов разрушения. Высокая энергия частиц набегающего потока гасится в головной ударной волне и переходит в излучение ударного слоя. Частицы с высокой энергией поверхности не достигают, и унос массы происходит только за счет нагревания поверхностного слоя метеороида лучистым тепловым потоком.

Характер излучения малых метеороидов тесно связан с газодинамическими особенностями течения и механизмами уноса массы. В свободномолекулярном режиме течения (но уже при достаточно частых соударениях молекул воздуха с поверхностью метеороида) в его окрестности концентрация испаренного вещества много больше концентрации атмосферного газа [10]. Поэтому наблюдаемое свечение малых метеоров связано со свечением продуктов разрушения [1, 2]. Поскольку возмущенная область с повышенной концентрацией продуктов разрушения (кома) существенно превышает размеры метеороида, то и область свечения имеет характерную толщину, существенно превышающую его размеры.

В области течения сплошной среды наблюдаемое излучение в окрестности метеора связано с излучением воздуха из ударного слоя [3, 4]. Излучение продуктов разрушения может наблюдаться только в следе. Размеры светящейся области для метеороидов, летящих в режиме течения сплошной среды, ограничены головной ударной волной. Некоторое увеличение этой области может происходить за счет эффекта поглощения У–Ф излучения из ударного слоя и нагрева газа перед ударной волной. Этот эффект существенно зависит от скорости метеороида.

Целью настоящей работы является выяснение следующих вопросов, относящихся в большей степени к малым метеорам и связанных с решением задач разреженного газа методом ПСМ:

- особенности обтекания, теплообмена и уноса массы с поверхности метеороидов, влияющие на размеры и структуру комы;
- торможение метеороидов в зависимости от скорости, размеров и плотности метеорного вещества;
- определение границ режимов обтекания метеороидов от их размеров и скоростей входа;
- сравнение результатов, полученных методом прямого статистического моделирования, с приближенными теориями и данными наблюдений.

Вопрос об интенсивности излучении малых метеоров непосредственно связан с задачей о структуре комы и является предметом отдельного исследования. Дополнительному анализу также подлежат вопросы, связанные с возбуждением внутренних степеней свободы компонентов газа и физико-химическими превращениями – диссоциацией, ионизацией и т.д.

### 2. Постановка задачи и основные уравнения

Рассматривается испарение сферического метеороида в атмосфере Земли. Тело диаметра D, имеющее начальную скорость  $U_f$  с температурой поверхности  $T_W$ , которая меняется в процессе движения, движется в потоке окружающего его воздуха, имеющего переменные по высоте температуру  $T_f$ , давление  $P_f$ , и плотность  $\rho_f$ . Предполагается, что газовый состав атмосферы остаётся постоянным. Тело нагревается, плавится и испаряется (или сублимирует). Вокруг тела находится смесь, состоящая из атмосферного газа и паров испарившегося вещества. Наиболее часто встречаются каменные метеориты (более 90% падений), тем не менее, в данной работе рассматривается испарение железного метеороида. Такое упрощение позволяет сосредоточиться на газодинамических особенностях движения метеороидов, а в последующем связать их излучение с газодинамическими и термохимическими параметрами комы.

Начальная температура космического тела  $T_C$  обусловлена излучением Солнца на орбите Земли  $q_C \sim 1.35 \text{ kBt/m}^2$  и равна  $T_C \approx 278 \text{ K}$ . Это значение принято за начальную температуру метеороида. Дальнейшие результаты показывают, что его нагрев осуществляется в основном конвективным тепловым потоком от окружающего газа, а нагревом за счет излучения Солнца можно пренебречь. Охлаждение происходит за счёт излучения с поверхности тела, поглощения энергии на фазовые переходы (плавление и испарение) и абляцию. Молекулы испарившегося пара могут обратно конденсироваться на поверхности метеороида, а также взаимодействовать между собой и компонентами набегающего потока.

Рассмотрим вопрос о том, какие упрощения даёт предположение о малых размерах метеороида.

Время выхода на квазистационарный режим прогрева определяется числом Фурье

$$Fo = \lambda t / (R^2 \rho_S C_{PS}), \quad t = \Delta H / U_f \sim 0.02c.$$

Здесь *t* – характерное время пролёта тела в слое атмосферы толщиной  $\Delta H \sim 1$  км со скоростью  $U_f$ , предполагая, что на такой длине пролёта скорость движения метеороида не сможет измениться существенно. Теплопроводность, плотность и теплоёмкость в случае железного метеороида равны  $\lambda \sim 40$  Вт/м/К,  $\rho_S \sim 7.8$  г/см<sup>3</sup> и  $C_{PS} \sim 500$  Дж/кг/К. Условие Fo > 1 означает, что энергией, идущей на прогрев можно пренебречь. Точные численные расчеты теплообмена и прогрева сферической частицы железа в свободномолекулярном потоке при q = 68 МВт/м<sup>2</sup> ( $U_f = 30$  км/с, H = 80 км, R = 1 мм) показали, что температура плавления ~ 1800 К достигается через t = 0.02 с в передней точке и через 0.15 в задней (рис. 1: 1 – передняя точка, 2 – задняя, 3 – средняя температура). Температура поверхности расплава ограничена температурой кипения. При увеличении скорости тепловой поток возрастает, и время прогрева уменьшается. Время прогрева уменьшается также при вращении метеороида.

При высокой теплопроводности железа расплавление малого метеороида (R < 1 мм) происходит достаточно быстро и можно считать, что в каждый момент времени он прогрет равномерно и температура поверхности одинакова вдоль тела.

Воздействие набегающего потока воздуха не приведет к диспергированию расплава вещества метеороида при условии, что число Вебера We < 1. В работе [2] приведено более точное условие отсутствия отделения капель от тела метеороида We < 6. Число Вебера определяется как отношение силы инерции к силе поверхностного натяжения [12], в нашем случае логично определить это число как отношение силы воздействия потока к силе поверхностного натяжения

$$We = \frac{C_X \rho_f U_f^2 R}{2\sigma} < 6$$

где  $\sigma \sim 1.5$  H/м – поверхностное натяжение расплава метеора [12];  $C_X$  – коэффициент сопротивления (см. ниже). Из полученного отношения получаем, что диспергирование расплава отсутствует при условии

$$R < \frac{2\sigma}{C_x \rho_f U_f^2}$$

На высоте 80 км при скорости  $U_f = 30$  км/с максимальный радиус отсутствия дробления расплавленного метеороида  $R \sim 0.4$  мм.



Рис. 1. Прогрев сферической частицы железа в свободномолекулярном потоке

В дальнейшем, говоря о малых метеороидах, будем подразумевать, что его радиус равен или менее одного миллиметра. Это соответствует среднему размеру потоковых метеороидов [1], т.е. тем метеорам, которые обычно наблюдаются на ночном небе.

Число Фруда, которое определяет отношение сил инерции к силе тяготения:

$$Fr = \frac{U_f^2}{g\Delta H} > 10^4$$

где g – ускорение свободного падения, т.е. сила притяжения Земли не влияет значительно на изменение скорости метеороида.

Характерное число Маха М тела велико

$$M_f = U_f \sqrt{\frac{m_g}{\gamma k T_f}} \sim 100 \,,$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты; k – постоянная Больцмана;  $m_g$  – средняя масса молекул воздуха. Следовательно, имеет место гиперзвуковой режим обтекания тела разреженным газом.

Число Струхаля, которое равно отношению газодинамического времени ко времени нестационарного процесса, равно

$$Sh = \frac{DU_f}{\Omega\Delta H} < 10^{-5}$$

где  $\Omega = \sqrt{\frac{8m_g}{\pi kT_W}}$  – характерная тепловая скорость молекул около тела метеороида;  $\Delta H \sim 7$  км

- характерная высота изменения параметров атмосферы Земли.

Для определения скорости испарения, аналогично рассмотренному в [13] случаю испарения мелкодисперсных порошков в потоке плазмы необходимо решать уравнения движения

$$\rho_S V_p \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{2} C_X S_m \rho_g u^2 \tag{1}$$

изменения энергии

$$\rho_{S}C_{PS}V_{p}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \left(q - \varepsilon\sigma T^{4} - m_{W}E_{S}\right)S_{p}$$
<sup>(2)</sup>

изменения массы

$$\rho_S \frac{\mathrm{d}V_p}{\mathrm{d}t} = m_W S_p \tag{3}$$

где u и T – скорость и температура тела; q – поток тепла к поверхности тела;  $\varepsilon \sigma T^4$  – радиа-

ционный поток тепла;  $m_W$  – поток массы от тела, возникающий при его испарении;  $E_s$  – теплота испарения материала;  $V_p$  и  $S_p$  – объём тела и площадь его поверхности;  $S_m$  – площадь миделева сечения тела. Необходимо иметь точные сведения относительно коэффициента сопротивления  $C_X$  (сила сопротивления потоку равна  $F = 0.5\rho_g U^2 S_m C_X$ ). Уравнение (2) справедливо в предположении, что тело равномерно прогрето (что подтверждают проведенные выше оценки).

Начальные условия для тела как было сказано выше:  $U(t=0)=U_f$ ,  $T(t=0)=T_C$ ,  $R(t=0)=R_0$ , где  $R_0$  – начальный радиус тела.

Величины температуры и давления (плотности) атмосферы Земли в зависимости от высоты приведены в [14]. Вплоть до высот порядка 100 км химический состав основных компонентов атмосферы остаётся практически неизменным (выше начинается диссоциация кислорода), а давление хорошо описывается экспоненциальной зависимостью от высоты [1,2].

В предположении о сферичности метеороида площадь его поверхности, объём и площадь миделева сечения, равны

$$V_p = \frac{\pi D^3}{6}; \quad S_m = -\frac{\pi D^2}{4}; \quad S_p = \pi D^2$$

Обобщение на случай несферичности можно легко сделать, вводя коэффициент формы метеорного тела *A* [1, 2].

Равновесная температура метеороида  $T_{eq}$ , соответствующая квазистационарному режиму (dT/dt = 0), согласно (2), определяется выражением

$$q - \varepsilon \sigma T_{eq}^4 - m_W E_S = 0 \tag{4}$$

Эта температура не может быть измерена экспериментально, так как излучение поверхности метеороида гораздо меньше излучения комы вокруг него, по крайней мере, в видимом диапазоне [2]. Из-за сильной зависимости излучения и уноса массы от температуры  $T_{eq}$  она лежит в довольно узком диапазоне от 2000 до 3000 К [13, 15]. Лишь для очень тугоплавких материалов, таких как углерод и вольфрам равновесная температура движущихся в плазменном потоке частиц может быть несколько выше 3000К [15].

Унос массы материала с поверхности, обусловленный процессом испарения (сублимации), можно рассчитать, используя формулу Кнудсена – Ленгмюра [13]:

$$\stackrel{\bullet}{m}_{FM} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m_p}{\pi k T_W}} P_W(T_W) (1 - \dot{m}_b),$$

где  $\alpha_e$  – коэффициент прилипания к поверхности молекул испаряемого вещества;  $T_W$  – температура поверхности;  $P_W(T_W)$  – давление насыщенных паров при температуре  $T_W$ ;  $m_p$  – масса молекул испаряющегося материала;  $\dot{m}_b$  – безразмерный поток массы испаряющегося вещества на частицу. Зависимость давления насыщенных паров от температуры имеет вид [13]

$$P_W(T) = A(T) \exp(-T_S/T),$$

где A(T) – слабая функция от температуры. Параметры зависимости  $P_W(T)$  для железа даны в табл. 1, значения для некоторых чистых металлов приведены в [15], для материала некоторых типичных каменных метеоритов значение  $P_W(T)$  приведено в [2]. Теория нестационарного испарения плоской стенки подробно рассмотрена в [16, 17], сферы в [18].

#### Таблица 1

#### Параметры расплава Fe

	Давление насыщенных паров, Па	Степень черноты $\varepsilon$	Энергия испарения <i>E<sub>s</sub></i> , МДж/кг
Fe	$P_W(T) = 1.2 \times 10^{11} \exp(-42500/T)$	0.25	6.5

Концентрация испаряемого вещества вдали от тела мала, поэтому в свободномолекулярном режиме  $\dot{m}_b = 0$  (об условии отсутствия обратного потока массы из газовой фазы на частицу см. ниже). В этом случае формула для потока массы упрощается и принимает вид:

$${}^{\bullet}_{m_{FM}} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m_p}{\pi k T_W}} P_W(T_W) \tag{5}$$

В случае обтекания сферического тела свободномолекулярным гиперзвуковым потоком  $(M \rightarrow \infty)$  формулы для расчёта теплового потока и коэффициента сопротивления, приведенные в [19], переходят в

$$q = \alpha_W P_f \frac{m_g}{8kT_f} U_f^3, \quad C_X = 2,$$
(8)

где  $\alpha_W$  – коэффициент аккомодации поступательной энергии при столкновении молекулы с поверхностью (как правило,  $\alpha_W \sim 1$ ).

В переходном режиме течения эти формулы становятся неприменимыми из-за эффекта загораживания, связанного с присутствием в объеме комы частиц испаренного вещества. В этом случае тепловой поток *q* определяется в процессе численного решения задачи внешнего обтекания метеороида воздушным потоком.

Кроме испарения возможен и другой механизм абляции поверхности метеороида. Каждая молекула набегающего воздуха при столкновении с поверхностью может выбивать молекулы материала, число которых определяется как

$$N = E_m / E_s$$
,

где  $E_m$  – энергия набегающей молекулы;  $E_s$  – теплота испарения материала в расчёте на одну молекулу испаряющегося материала. В этом случае поток массы пропорционален тепловому потоку

$$m_{FM} = q/E_{S} \tag{9}$$

Тот же самый результат для чистого испарения может быть получен из (2) если предположить, что имеет место квазистационарный режим прогрева, а лучистый тепловой поток от метеороида гораздо меньше подводимого конвективного теплового потока q.

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = 0, \quad \varepsilon \sigma T^4 \square \quad q$$

Проведённые оценки для железного метеороида показывают, что при температуре 2000 К наступает равновесие между лучистым тепловым потоком от метеороида  $\varepsilon \sigma T^4$  и потоком энергии  $m_f E_s$ , которая уносится при его испарении. При бо́льших температурах уносимый поток преобладает и выполняется соотношение (9). То есть при высоких температурах метеороида два механизма абляции, испарение и выбивание атомов материала, приводит к одинаковому потоку массы, пропорциональному подводимому к метеороиду тепловому потоку. При низких температурах метеороида при его погасании соотношение (9) приводит к завышению потока массы.

В теории описания метеорных явлений унос массы с поверхности метеороида независимо от механизма абляции принято выражать формулой

$$m = \Lambda q / E_s , \qquad (10)$$

где  $0 \le \Lambda \le 1$  – коэффициент теплопередачи [2]. Для каменных метеороидов, согласно [3], эффективная энтальпия разрушения составляет 1 - 2 МДж/кг, что существенно ниже, чем у железных.

# 3. Метод решения

При решении задачи о входе метеороида в атмосферу необходимо выбрать численный метод, соответствующий газодинамическим особенностям течения газа около тела и теплообмена. Режим течения газа в окрестности обтекаемого тела определяется числом Кнудсена

$$\operatorname{Kn} = \frac{l}{D},$$

где l – длина свободного пробега молекул атмосферы; D – диаметр метеороида.

Число Кнудсена для малых метеороидов размера менее 1 мм, определённое по параметрам набегающего потока на высоте H > 70 км, больше единицы, т.е. режим обтекания является свободномолекулярным. Но при интенсивном испарении вокруг метеороида образуется кома, в которой плотность газа существенно возрастает, а длина свободного пробега частиц уменьшается, что переводит режим обтекания в переходную область [10]. На рис. 2 приведена зависимость чисел Кнудсена от размеров тела (H = 80 км), рассчитанных по параметрам набегающего потока и с учетом испарения (наклонные прямые). Пунктирные прямые, параллельные оси Ox, разделяют границы режимов течения. С изменением высоты наклонные прямые будут перемещаться. Приведенные данные показывают, что при учете испарения основная часть наблюдаемых траекторий полета малых ( $D \sim 0.1 \div 1$  мм) метеороидов попадает в область переходного режима течения и даже режима сплошной среды.

Поэтому в данной работе для анализа параметров течения в окрестности метеороида был выбран метод прямого статистического моделирования Монте–Карло [7, 8]. Данный метод основан на моделировании движения газа набором молекул. Молекулы движутся, взаимодействуют между собой и с границами расчётной области. В каждый момент времени можно получить функцию распределения молекул по скоростям, а также газодинамические параметры газа: скорость, температуру, давление, концентрации компонентов. Из-за отсутствия равновесия поступательных степеней свободы в метеорной коме температура является условной величиной (см. ниже). Для моделирования столкновений молекул использовалась модель твёрдых сфер переменного диаметра [7]. Предполагалось, что если суммарная энергия сталкивающихся частиц превышает энергию диссоциации, то имеет место диссоциация молекул, ионизация не учитывалась, релаксация энергии вращательных и колебательных степеней свободы молекул моделировалась согласно [7].



Рис. 2. Режимы обтекания метеороида

# 4. Структура комы

Численное решение задачи проводилось для сферических частиц железа радиусом R = 1 мм летящих со скоростями U = 15, 30 и 60 км/с на высотах H = 100, 80 и 60 км над поверхностью Земли.

При испарении вещество метеороида попадает в пространство перед ним (кому). Размеры комы могут быть существенно больше, чем размеры тела. При этом, хотя число Kn по набегающему потоку соответствует свободномолекулярному течению, структура комы носит довольно сложный характер.

Как будет показано ниже, в коме отсутствует поступательное равновесие, поэтому температура – это средняя тепловая энергия за вычетом среднемассовой скорости:

$$kT = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{N} X_i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m_i (\overline{c} - \overline{u}_i)^2 f_i d^3 c, \quad \overline{u}_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m_i \overline{c} f_i d^3 c, \quad (11)$$

где  $m_i, f_i$  и  $X_i$  – масса молекул, функция распределения и молярная концентрация каждого компонента смеси, N – число компонентов смеси. Формально можно ввести температуру торможения T<sub>0</sub>, равную

$$T_0 = T_f + \frac{U_f^2}{2C_P} \approx \frac{m_g U_f^2}{3k},$$

где  $C_P = \frac{3k}{2m_g}$  – молярная теплоёмкость поступательных степеней свободы набегающего по-

тока воздуха. Зависимость температуры торможения потока от скорости метеороида приведена на рис. 3 в градусах Кельвина и в электронвольтах.



Рис. 3. Зависимость температуры торможения потока от скорости метеороида

На рис. 4–6 показаны линии тока внутри комы и изолинии относительного энергосодержания смеси газов  $T/T_0$  при скорости U = 15 км/с (рис. 4), U = 30 км/с (рис. 5), U = 60 км/с (рис. 6) и трех значениях высоты H = 100, 80 и 60 км (числа Кнудсена по набегающему потоку соответственно Kn = 100, 2.6, 0.07).

Размеры возмущенной области (комы) и ее структура существенно зависят от высоты и скорости полета. На высоте H = 100 км максимум температуры наблюдается в следе за телом, причем расстояние области со значительным энергосодержанием (температурой) и ее протяженность возрастают с увеличением скорости. С уменьшение высоты область с повышенной температурой наблюдается в передней части комы. Размеры комы из-за значительного уноса массы существенно превышают размеры метеороида и уменьшаются с высотой. При H = 60 км картина течение около тела становится похожей на реализующуюся в сплошной среде, хотя ударная волна и ударный слой еще сильно размыты. Относительная величина энергосодержания  $T/T_0$  в области ее максимального значения увеличивается с уменьшением высоты полета.

На рис. 7–9 для тех же условий приведены линии тока и распределения молярных концентраций испаренного вещества  $X_{\text{Fe}}$ .

Размеры объема, занятого испаренным веществом на больших высотах существенно превышают объем тела и уменьшаются при уменьшении высоты. В сильно разреженном газе (Kn = 100, U = 60 км/с, H = 100 км) (рис. 9,а) форма объема с повышенной плотностью испаренного вещества близка к сферической и существенно превышает размеры тела (R в ~ 10 раз, а  $V \sim 1000$  раз). След слабо выражен. С увеличением плотности картина изменяется. Область с повышенной концентрацией испаренного вещества перед телом уменьшается, а в следе возрастает (рис. 9,6, в).









Рис. 4. Линии тока и энергосодержание газа при внешнем обтекании испаряющейся сферы при  $U = 15 \text{ км/c: } a) - H = 100 \text{ км}, \delta) - H = 80 \text{ км}, e) - H = 60 \text{ км}$ 



Рис. 5. Линии тока и энергосодержание газа при внешнем обтекании испаряющейся сферы при U = 30 км/с: a) - H = 100 км,  $\delta) - H = 80$  км, e) - H = 60 км



a)





в)

Рис. 6. Линии тока и энергосодержание газа при внешнем обтекании испаряющейся сферы при U = 60 км/с: a) - H = 100 км,  $\delta$ ) – H = 80 км, e) - H = 60 км



б)



*6*)

Рис. 7. Линии тока и молярная концентрация испаряющегося вещества при U=15 км/с a) – H = 100 км,  $\delta$ ) – H = 80 км, e) – H = 60 км







Рис. 8. Линии тока и молярная концентрация испаряющегося вещества при U = 30 км/с: a) - H = 100 км,  $\delta) - H = 80$  км, e) - H = 60 км



Рис. 9. Линии тока и молярная концентрация испаряющегося вещества при U = 60 км/с а) H = 100 км, б) H = 80 км, в) H = 60 км

Кома имеет несколько характерных подобластей с сильно различающимися параметрами. Картина течения зависит от скорости и высоты полета (рис. 10).

Распределение параметров на центральной линии тока для скорости U = 60 км/с и высот H = 100, 80 и 60 км ( $\varphi = 0$ ) приведены на рис. 10,а. Основная часть молекул воздуха тормозится при соударениях с атомами испаренного вещества и сильно нагревает его. В этой области плотность испаренного вещества еще мала. На оси симметрии эта область смещается ближе к поверхности тела по мере увеличения плотности (уменьшения высоты полета). Область повышенной концентрации паров вблизи поверхности уменьшается с высотой полета и в меньшей степени с уменьшением скорости.







б)

17



Рис. 10. Изменение безразмерной температуры, молярных концентраций железа и воздуха: *а*) вдоль нулевой линии тока,  $\delta$ ) в боковой части комы (угол  $\varphi = \pi/2$ ), *в*) в ближнем следе

На боковой части (угол  $\varphi = \pi/2$ ) смещение областей энерговыделения и повышенной плотности к поверхности тела сохраняется, но становится менее выраженным (рис. 10,б).

Третьей характерной областью с изменяющимися от высоты и скорости параметрами является ближний след. На рис. 10,в приведены распределения безразмерной температуры, молярных концентраций железа и воздуха по длине следа для трех высот (угол  $\varphi = \pi$ ). Энергосодержание газа (температура) имеет максимум, который смещается к телу по мере уменьшения высоты. Концентрация частиц железа при H = 80 км и 60 км монотонно снижается по мере удаления от поверхности тела, оставаясь значительной ( $X_{\rm Fe} \sim 0.2$ ) на расстоянии x/R = 10. При H = 100 км величина  $X_{\rm Fe}$  имеет локальный максимум при x/R = 1, после которого также монотонно уменьшается.

# 5. Функция распределения частиц по скоростям

Как показывают расчёты, течение газа вокруг метеороида неравновесно даже по поступательным степеням свободы, а функция распределения скоростей молекул не соответствует максвелловской. На рис. 11 показана функция распределения f(c) молекул по скоростям в трех областях комы: на центральной линии тока вблизи стенки (а), в точке с максимальной удельной энергией (б) и в следе (в) при x/R = 3.5. На рис. 11 использованы следующие обозначения: c – скорость молекул, f(c) – функция распределения модуля скорости молекул,

 $\xi = c \sqrt{\frac{m_p}{2kT}}$ . Максвелловская функция распределения имеет вид

$$f_M(\overline{c})dc = 4\pi \left(\frac{m_p}{2\pi k \mathrm{T}}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_p \left(\overline{c} - \overline{U}\right)^2}{2k \mathrm{T}}\right) c^2 \mathrm{d}c ,$$

где T – температура газа,  $\overline{U}$  – среднемассовая скорость.

На центральной линии тока (рис. 11, а) вблизи стенки отклонение от равновесия невелико, а в области максимального энергообмена существенно.

В ближнем следе (рис. 11,в) в сечении x/R = 3.5 функция распределения значительно отличается от максвелловской на большой высоте (H = 100 км). Поэтому расчёт течения около малых метеороидов в переходном режиме течения некорректен ни в рамках решения уравнений Навье – Стокса ни в рамках свободномолекулярного течения. В этом случае необходимо решение кинетических уравнений Больцмана.

Схожая ситуация возникает при рассмотрении структуры одномерной нестационарной волны испарения, когда температуры, определённые для различных компонентов скорости, оказываются различными [16].



Рис. 11. Функция распределения молекул по скоростям у стенки и в области передачи энергии от набегающих молекул воздуха атомам испарившегося вещества. *а*) – центральная линия тока, *б*) – боковая часть, *в*)– ближний след

### 6. Парадокс масс

В соответствии с представлениями, приведенными в [2], чтобы согласовать массы метеороидов, полученные из данных динамических или фотометрических наблюдений, необходимо или уменьшить плотность вещества метеороида от значения  $\rho = 3.5$  г/см<sup>3</sup> до  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> и ниже, или увеличить коэффициент формы *A* от значения 1.21, соответствующего сфере, до значения A = 2...3 или же учитывать дробление (или сплющивание).

На рис. 12 представлены расчетные зависимости изменения  $C_X$  (сплошные) и коэффициента теплопередачи  $\Lambda$  (штриховые), определенного из формулы (10), от скорости полета метеороида при трех значениях высоты. Как следует из рис. 12, полученные в расчетах значения  $C_X$  и  $\Lambda$ , существенно отличаются от величин  $C_X = 2$ ,  $\Lambda = 0.5$ , рекомендованных в [2].

Проведенные численные расчеты показывают, что абляция метеороида приводит к возрастанию сопротивления по сравнению со сферой. Физически это означает, что в процессе торможения задействовано количество молекул воздуха, существенно превышающее число молекул, пересекающих (в отсутствии абляции) миделево сечение метеороида. При этом торможение рассматриваемого объекта (метеороид + кома) происходит не только из-за непосредственных соударений молекул воздуха с поверхностью метеороида, но и за счет их соударений с частицами испарившегося вещества.

На рис. 4–6 показаны линии тока в объеме комы. Например, разделительная линия тока для случая Kn = 2.6, U = 60 км/с, H = 80 км расположена на расстоянии  $L \approx 2R$ . То есть в этом случае наблюдаемые параметры торможения соответствуют обтеканию тела в 3 раза большего радиуса и ~ в 27 раз большего по массе. Этот эффект зависит от скорости и высоты полета метеороида (плотности атмосферы), а также от энергии испарения  $E_s$ . С уменьшением  $E_s$  (более интенсивная абляция) влияние рассмотренного эффекта усиливается. С уменьшением высоты (уменьшение числа Кнудсена) указанный эффект ослабляется и величина  $C_X \rightarrow 2$ , которая характерна для сплошной среды. Коэффициент теплоотдачи  $\Lambda$ , вводимый в физической теории метеоров [1, 2], при изменении условий (высоты и скорости) меняется более, чем в 10 раз. Расчёты показывают, что обратный поток испарившегося вещества на поверхность метеороида мал по сравнению с прямым потоком уноса массы, что подтверждает формулу (5) для потока массы испаряющегося вещества.



Рис. 12. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_X$  и коэффициента теплопередачи  $\Lambda$  от высоты при разных скоростях полёта метеороида

# Выводы

Для анализа процессов, связанных со входом в атмосферу Земли малых метеороидов (*D* ~ 1 мм), используется метод прямого статистического моделирования Монте – Карло. Этот метод позволят проводить анализ структуры комы, возникающей при входе малых метеороидов в атмосферу. Проведенные расчеты показывают, что:

- 1. Два механизма абляции испарение вещества метеороида и выбивание атомов с его поверхности молекулами воздуха приводят к одинаковым результатам по величине уноса массы, которая пропорциональна подводимому тепловому потоку.
- 2. Унос массы вещества метеороида переводит режим течения в коме от свободномолекулярного к переходному. Это подтверждает выводы, полученные в [2, 10]. Размеры комы могут существенно превышать размеры тела.
- 3. Сильный вдув испаренного вещества на больших высотах, соответствующих высотам появления метеоров и где рассчитываются начальные массы метеороидов, приводит к значительному (более двух раз) возрастанию аэродинамического сопротивления, что приводит к более интенсивному торможению и изменению траектории полета. При этом значения размеров метеороида, полученные из траекторных наблюдений, приписываются телу большего размера и массы M ~ R<sup>3</sup>.
- 4. Состав газа в коме сильно неоднороден. Вблизи тела и ближнем следе газ состоит практически из частиц метеороидного вещества. Интенсивное взаимодействие молекул воздуха и испаренного вещества происходит на значительном расстоянии от поверхности. Поэтому излучающий объём существенно превышает объём метеороида. В то же время количество испаренного вещества, подвергающегося воздействию высокоэнергетических молекул воздуха, на режимах с сильной абляцией незначительно.
- 5. Течение газа вокруг метеороида является существенно неравновесным для поступательных степеней свободы молекул воздуха и частиц испаренного вещества. Функция распределения частиц по скоростям не является максвелловской. Поэтому при численном моделировании течения вокруг метеороидов нужно решать непосредственно кинетические уравнения Больцмана.
- 6. Исследование особенностей распределения параметров внутри комы необходимо для расчета интенсивности и спектрального состава излучения, сопровождающего полет метеороида.

# Литература

- 1. Бабаджанов П.Б. Метеоры и их наблюдение. М.: "Наука", Гл. ред. физ-мат. лит, 1987. 182 с.
- 2. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: "Наука", Гл. ред. физ-мат. лит, 1981. 416 с.
- 3. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, Физматлит, 1995. 237 с.
- 4. Тирский Г.А., Ханукаева Д.Ю. Баллистика единого метеорного тела с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере. Космические исследования. 2007. Т. 45. № 6. С. 505–514.
- 5. Мурзинов И.Н. О форме тел, разрушающихся под действием интенсивного нагревания при движении в атмосфере. Изв. РАН. МЖГ. 1965, №4, С.36–40.
- 6. Surzhikov S.T. Non-Equilibrium Radiative Gas Dynamics of Small Meteor. AIAA Aviation 16-20 June 2014, Atlanta, GA, 44<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference. AIAA 2014–2636.
- 7. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Clarendon Press. Oxford. 1994.
- Кусов А.Л., Лунев В.В. Применение метода прямого статистического моделирования Монте-Карло при решении задачи о нестационарном разлёте разреженного газа в случае его испарения с перегретой поверхности материала в вакуум // Космонавтика и ракетостроение, 2010. №1(58). С. 36–45.

- 9. Jenniskens P., Packan D., Laux C.O, Wilson M.A., Boyd I.D., Popova O.P., Krueger, C.H., Fonda M. Meteors: a delivery mechanism of organic matter to the early Earth, M.: 2000, Earth, Moon and Planets 82-83, pp. 57–70.
- 10. Boyd, I.D. Computation of atmospheric entry flow about a leonid meteoroid, M.: 2000, Earth, Moon and Planets 82-83, pp. 93–108.
- 11. Афанасьев В.Л., Калениченко В.В., Караченцев И.Д. Обнаружение межгалактической метеорной частицы на 6-М телескопе. Астрофизический бюллетень, 2007, Т. 62, № 4, С. 319–328.
- 12. Физические величины: Справочник. / Под. Ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232с.
- Власов В.И., Залогин Г.Н., Кусов А.Л. Сублимация частиц углерода в плазменном потоке, генерируемом в высокочастотном индукционном плазмотроне. Журнал Технической Физики, 2007, том 77, вып. 1. С. 30–37. (Vlasov V. I., Zalogin G. N. A. L. Kusov Sublimation of carbon grains in a plasma flow generated by an RF induction plasmatron. Technical Physics, 2007, V. 52, N. 1, pp. 27-34.)
- 14. Гост 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры. М.: ИПК Изд.-во стандартов. 2004.
- 15. Кусов А.Л. Решение задачи испарения материалов в потоке плазмы инертного газа для оптимизации плазмохимического способа производства наноструктурированных материалов и покрытий. Перспективные материалы. Из-во ООО "Интерконтакт-Наука". 2011. № 11. С. 25–36.
- 16. Кусов А.Л., Лунев В.В. О нестационарном разлёте разреженного газа при испарении конденсированного материала с его перегретой поверхности. Изв. РАН. МЖГ. 2012, №4, С.130–144.
- 17. Титарев В.А., Шахов Е.М. Теплоотдача и испарение с плоской поверхности в полупространство при внезапном повышении температуры тела // Изв. РАН. МЖГ. 2002. №1, С.141–153.
- Титарев В.А., Шахов Е.М. Численное исследование сильного нестационарного испарения с поверхности сферы // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2004. Т44, №7, С.1314–1328.
- 19. Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А. Прикладная динамика разреженного газа. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2014 г.