

On the Ablation Parameter in the Problem of Meteor Body Entering the Atmosphere

I.G. Brykina, L.A. Egorova

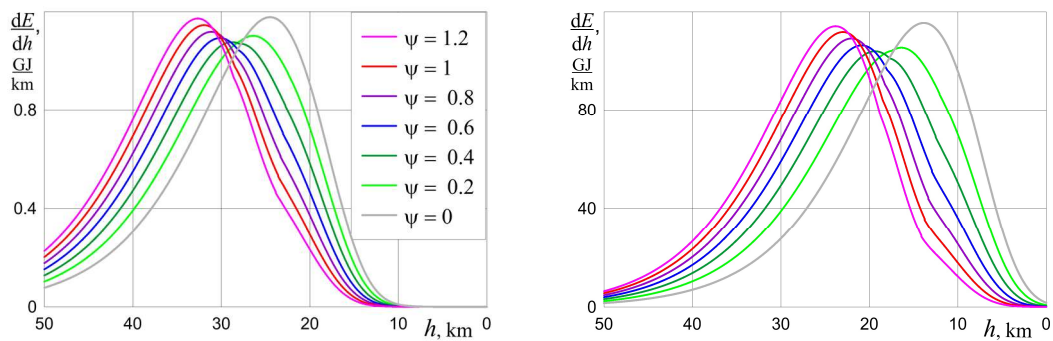
*Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

shantii@mail.ru

Abstract

The entry into the atmosphere of a meteor body and its interaction with it is considered. The motion, ablation and energy deposition of a meteoroid or its fragments moving as a single body is modeled by numerical solution of the meteor physics equations. The main parameter in these equations is the ablation parameter, which is equal to the ratio of the heat transfer coefficient to the effective enthalpy of mass loss. Therefore, the setting of the heat transfer coefficient is very important when modeling the interaction of meteor bodies with the atmosphere. For the heat transfer coefficient, a correlation is used depending on the velocity of the body, its radius and the atmospheric density, which is an approximation of numerical calculations available from the literature; convective heat flux is also taken into account. There is some uncertainty in the results of radiative heating simulations in the meteor range of parameters because of many factors are not taken into account in computations or are not known. Therefore, an uncertainty parameter is introduced into the expression for the heat transfer coefficient. By varying this parameter, the influence of the inaccuracy of setting the ablation parameter on the meteoroid velocity, mass loss, trajectory and energy deposition along the trajectory is studied.

Keywords: meteoroid, ablation, radiative heat transfer coefficient.



Meteoroid energy deposition dE/dh at various values of the uncertainty parameter ψ in the heat transfer coefficient. Initial masses: $M_e = 1.2 \times 10^2$ kg (left) and 1.2×10^4 kg (right); h is the flight altitude

УДК 532.68

О параметре абляции в задаче о входе метеорного тела в атмосферу

И.Г. Брыкина, Л.А. Егорова

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский пр., 1*

shantii@mail.ru

Аннотация

Рассматривается вход в атмосферу метеорного тела и его взаимодействие с ней. Путем численного решения уравнений метеорной физики моделируется движение, абляция и энерговыделение метеороида или его фрагментов, движущихся как единое тело. Основным параметром в этих уравнениях является параметр абляции, равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной энтальпии уноса массы. Поэтому задание коэффициента теплопередачи имеет определяющее значение при моделировании взаимодействия метеорных тел с атмосферой. Для коэффициента теплопередачи используется корреляционное соотношение в зависимости от скорости тела, его радиуса и плотности атмосферы, являющееся аппроксимацией доступных из литературы численных расчетов; учитывается также конвективная теплопередача. В результатах расчетов радиационного теплового потока в метеорном диапазоне параметров существует некоторая неопределенность, так как многие факторы не учитываются в этих расчетах или неизвестны. Поэтому в выражение для коэффициента теплопередачи вводится параметр неопределенности. Путем варьирования этого параметра исследуется влияние неточности задания параметра абляции на скорость метеороида, унос массы, выделение энергии вдоль траектории и на саму траекторию.

Ключевые слова: метеороид, абляция, коэффициент радиационной теплопередачи.

1. Введение

Метеорные тела вторгаются в атмосферу Земли со скоростями, значительно превышающими скорости космических аппаратов, что определяет специфику их взаимодействия с ней. Одним из основных процессов взаимодействия естественных космических тел с атмосферой, наряду с разрушением этих объектов из-за больших аэродинамических нагрузок, является их абляция. В результате сильного нагрева, для крупных тел в основном радиационного, метеороиды или их фрагменты (в случае дробления) теряют большую часть своей массы. В большинстве исследований по радиационной газовой динамике рассматривается нагрев спускаемых космических аппаратов и зондов в диапазоне параметров обтекания, ограниченных значениями скоростей и размеров, характерных для этой задачи. Недостаток данных по радиационному тепловому потоку в более широком диапазоне параметров, характерном для метеорных тел, представляет основную сложность при моделировании их абляции. Другая трудность, которую необходимо преодолеть, состоит в следующем. Чтобы решать уравнения метеорной физики [1], которые определяют изменение скорости, массы и энерговыделение метеороидов вдоль траектории, как и саму траекторию, необходимо представить коэффициент теплопередачи в виде аналитической зависимости от скорости и размера тела и от плотности атмосферы. Обзор корреляционных формул для радиационного теплового потока в диапазоне параметров, характерных для космических аппаратов, при скоростях менее

12 км/с, приведен в [2, 3]. В более широком диапазоне параметров потока аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока в точке торможения на неразрушающейся поверхности приведены в [4].

В последние годы, в связи с актуализацией проблемы астероидно-кометной опасности после Челябинского события, были развиты численные методы расчета радиационного теплового потока для параметров обтекания, характерных для входа в атмосферу крупных метеороидов, с учетом влияния уноса их массы на течение в ударном слое [5–8]. Численный метод [7] был применен для моделирования потока излучения, достигшего поверхности Земли в случае Тунгусского события [8]. Отметим, что результаты расчета радиационного теплового потока разными авторами в случае больших скоростей и размеров, и малых высот сильно отличаются друг от друга [7]. Существует значительная неопределенность результатов моделирования радиационного нагрева, поскольку многие факторы не учитываются в расчетах или неизвестны. Например, оценки работы [9] показали, что неопределенность в расчетах радиационного теплового потока в точке торможения для космического аппарата, входящего в атмосферу Земли со скоростью 15 км/с, составляет примерно от +81 до –52 %.

Из-за недостатка данных о тепловом потоке в метеорном диапазоне параметров и их ненадежности почти во всех исследованиях при решении уравнений метеорной физики коэффициент теплопередачи полагался постоянным (или ступенчатой функцией). При этом иногда этот коэффициент подбирался таким образом, чтобы результаты расчета совпадали с наблюдениями за полетом и светимостью космических тел, а иногда брался произвольно, чаще всего равным 0.1.

В настоящей работе рассматривается проблема моделирования взаимодействия с атмосферой метеороида, движущегося как единое тело, и его фрагментов (после разрушения), движущихся независимо друг от друга, со своими собственными ударными волнами. Моделирование проводится путем численного решения уравнений метеорной физики. Основным определяющим параметром этих уравнений является параметр абляции, равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте уноса массы. Для коэффициента теплопередачи используется как принятое в литературе постоянное значение, так и аппроксимационное выражение, зависящее от скорости и размера метеороида и плотности атмосферы, в которое вводится фактор неопределенности. Исследуется влияние неопределенности задания параметра абляции (коэффициента теплопередачи) на унос массы метеороида, его скорость, траекторию и энерговыделение при различных начальных массах метеороида. Ранее влияние неопределенности коэффициента теплопередачи на результаты моделирования взаимодействия метеороида с атмосферой исследовалось в случае его разрушения на облако фрагментов, движущихся с общей ударной волной [10, 11].

2. Система основных уравнений

Взаимодействие метеорных тел с атмосферой моделируется в рамках обобщенных уравнений метеорной физики [1]. Уравнения, описывающие движение (торможение), абляцию (унос массы) и траекторию метеороида, движущегося как единое тело, и соотношение для изотермической атмосферы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 M \frac{dV}{dt} &= -\frac{\pi}{2} R_S^2 C_D \rho V^2 + Mg \sin \theta, & \frac{dM}{dt} &= -\frac{\pi}{2} R_S^2 \sigma \rho V^3, \\
 \frac{dh}{dt} &= -V \sin \theta, & \frac{d\theta}{dt} &= \frac{g \cos \theta}{V} - \frac{V \cos \theta}{R_\oplus + h}, \\
 \rho &= \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{h^*}\right), & \sigma &= \frac{C_H}{Q}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь t – время; V, M и R_S – скорость, масса и радиус миделева сечения метеороида; θ – угол наклона траектории по отношению к горизонту (к касательной к поверхности Земли); h – высота полета; C_D – коэффициент лобового сопротивления; C_H – коэффициент теплопередачи на единицу площади миделева сечения; Q – эффективная теплота уноса массы; σ – параметр абляции; g – ускорение силы тяжести; R_\oplus – радиус Земли; ρ – плотность атмосферы; $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$; $h^* = 7 \text{ км}$.

Важной характеристикой взаимодействия метеороидов с атмосферой является энерговыделение вдоль траектории. Кинетическая энергия метеорного тела E , выделяемая на единицу высоты, определяется уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dh} &= -\frac{1}{V \sin \theta} \frac{d}{dt} \left(\frac{MV^2}{2} \right) = -\frac{1}{V \sin \theta} \left(\frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} + MV \frac{dV}{dt} \right) = \\ &= \frac{\pi \rho R_S^2 V^2}{2 \sin \theta} \left(\sigma \frac{V^2}{2} + C_D \right) - gM \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения (1, 2) можно применять к метеороиду, движущемуся как единое тело до начала его разрушения, а после разрушения к его фрагментам, движущимся независимо друг от друга со своими ударными волнами также как единые тела. Эти уравнения отличаются от системы уравнений простой физической теории метеоров [12, 13] учетом силы тяжести и криволинейности траектории, т.е. изменения угла θ . Влияние этих эффектов исследовалось в [1].

Предполагается, что метеорное тело имеет сферическую форму (шар). В этом случае масса метеороида M связана с его радиусом миделя R_S соотношением

$$M = \frac{4\pi \delta}{3} R_S^3 \quad (3)$$

При задании распределения давления по поверхности сферы по формуле Ньютона коэффициент лобового сопротивления $C_D = 1$.

Основным определяющим параметром уравнений (1)–(3) является параметр абляции σ , равный отношению коэффициента теплопередачи C_H к эффективной теплоте уноса массы Q . Параметр Q будем считать постоянным, как и в большинстве работ по метеорной тематике. Обычно в литературе полагают следующие значения: $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (теплота испарения обыкновенных хондритов) или $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Поэтому определяющее влияние на результаты моделирования взаимодействия метеорных тел с земной атмосферой имеет задание коэффициента теплопередачи.

3. Коэффициент теплопередачи

Для коэффициента радиационной теплопередачи на единицу площади миделя C_{Hr} будем использовать аппроксимационное соотношение

$$C_{Hr} = \varphi C_{Hr0}(V, R, \rho) \quad (4)$$

Здесь $C_{Hr0}(V, R, \rho)$ – коэффициент радиационной теплопередачи в точке торможения тела с неразрушаемой поверхностью, зависящий от скорости метеороида V , радиуса затупления R и плотности атмосферы ρ . Параметр φ характеризует изменение радиационного теплового потока вдоль поверхности и полагается равным 0.7. Для $C_{Hr0}(V, R, \rho)$ будем использовать следующую формулу, которая является модификацией корреляционного соотношения, полученного в работе [4]:

$$C_{Hr0}(V, R, \rho) = \frac{2 \times 10^{-5} q}{\rho V^3}, \quad q = 0.5[q_1(V, R, \rho) + q_2(V, R, \rho)]K_1(V)K_2(R)K_3(\rho),$$

$$K_1(V) = \begin{cases} 1, & V \geq 14, \\ \left(\frac{14}{V}\right)^2, & V < 14, \end{cases} \quad K_2(R) = \left(1 - 0.22 \lg^2 \frac{R}{1.5}\right), \quad K_3(\rho) = \left(1 - 0.17 \left|\lg \frac{\rho}{\rho^*}\right|^{1.5}\right) \quad (5)$$

Здесь $[\rho] = \text{кг/м}^3$, $[R] = \text{м}$, $[V] = \text{км/с}$, $[q] = \text{Вт/см}^2$. Функции q_1 и q_2 приведены в статье [4]. Они являются аппроксимациями численных расчетов радиационного теплового потока из работ [14] (q_1) и [15] (q_2); ρ^* – плотность атмосферы на высоте $50 + 15(V - 12)/V$ км. В соотношении (5), по сравнению с соотношением, полученным в работе [4], сделаны дополнительные коррекции по V и ρ для расширения диапазона его применимости на меньшие скорости и высоты. При радиусе R более 10 м зависимость C_{Hr0} от R становится слабой, поэтому в расчетах полагалось $R = 10$ м в выражении (5).

При высоких скоростях, характерных для метеорных тел, радиационный тепловой поток значительно превосходит конвективный тепловой поток на большей части траектории в континуальном режиме обтекания, где и происходит основной унос массы крупных метеороидов. Однако, мы будем учитывать также конвективный тепловой поток, так как он играет ключевую роль для мелких фрагментов на заключительной части траектории, когда они существенно затормозились. Для коэффициента конвективной теплопередачи на единицу площади миделевого сечения C_{Hc} , использована формула работы [16], полученная с учетом исследования [17]

$$C_{Hc} = 3.6 \times 10^{-4} (R\rho)^{-1/2} K,$$

$$K = \begin{cases} \frac{1 - \sigma^*}{1 + 0.3(V^2 - 8.94^2)/8} + \sigma^*, & V \geq 8.94, \\ 1, & V < 8.94, \end{cases} \quad \sigma^* = 0.2 \quad (6)$$

Полный коэффициент теплопередачи C_H будем вычислять по формуле

$$C_H = \psi (C_{Hr} + C_{Hc}) \quad (7)$$

В выражение для C_H (7) введен параметр неопределенности ψ для того, чтобы учесть существующую неопределенность радиационного теплового потока к телу и оценить ее влияние на результаты моделирования потери массы, скорости, траектории полета и энерговыделения метеороида вдоль траектории. Неопределенность коэффициента теплопередачи C_H связана со многими факторами, в частности, с неучетом влияния излучения воздуха перед ударной волной, турбулентности, экранирования парами метеороида; с неопределенностью в оптических свойствах горячего воздуха и паров, в моделях переноса излучения и поля течения; с неизвестностью реальной формы тела.

4. Результаты расчетов

Для моделирования уноса массы метеороида в процессе его взаимодействия с атмосферой, его скорости, выделения энергии вдоль траектории, угла наклона траектории к горизонту и места падения на землю остаточной неиспарившейся массы (метеорита), система уравнений (1)–(3) решалась численно методом Рунге – Кутты. Коэффициент теплопередачи C_H рассчитывался по формулам (4)–(7), при этом параметр неопределенности ψ менялся от 1.2 до 0 (полное отсутствие абляции). Результаты расчетов при начальных массах метеороида на высоте 50 км $M_e = 1.2 \times 10^4$ кг, 1.2×10^3 кг, 1.2×10^2 кг, 1.2×10^1 кг (начальный радиус

$R_e = 0.95$ м, 0.44 м, 0.21 м, 0.01 м) представлены на рис. 1 и 2. Остальные параметры соответствуют: начальная скорость метеороида и угол наклона траектории $V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 18^\circ$; плотность $\delta = 3.3 \times 10^3$ кг/м³; эффективная теплота уноса массы $Q = 6$ км²/с². Приведены также результаты расчетов, проведенных с принятым в литературе постоянным значением C_H , для случая $M_e = 1.2 \times 10^3$ кг. Условия для параметров θ_e, δ и V_e соответствуют условиям входа в атмосферу Челябинского астероида [18], таким образом, тела разной начальной массы можно считать гипотетическими фрагментами этого тела после дробления на высоте 50 км.

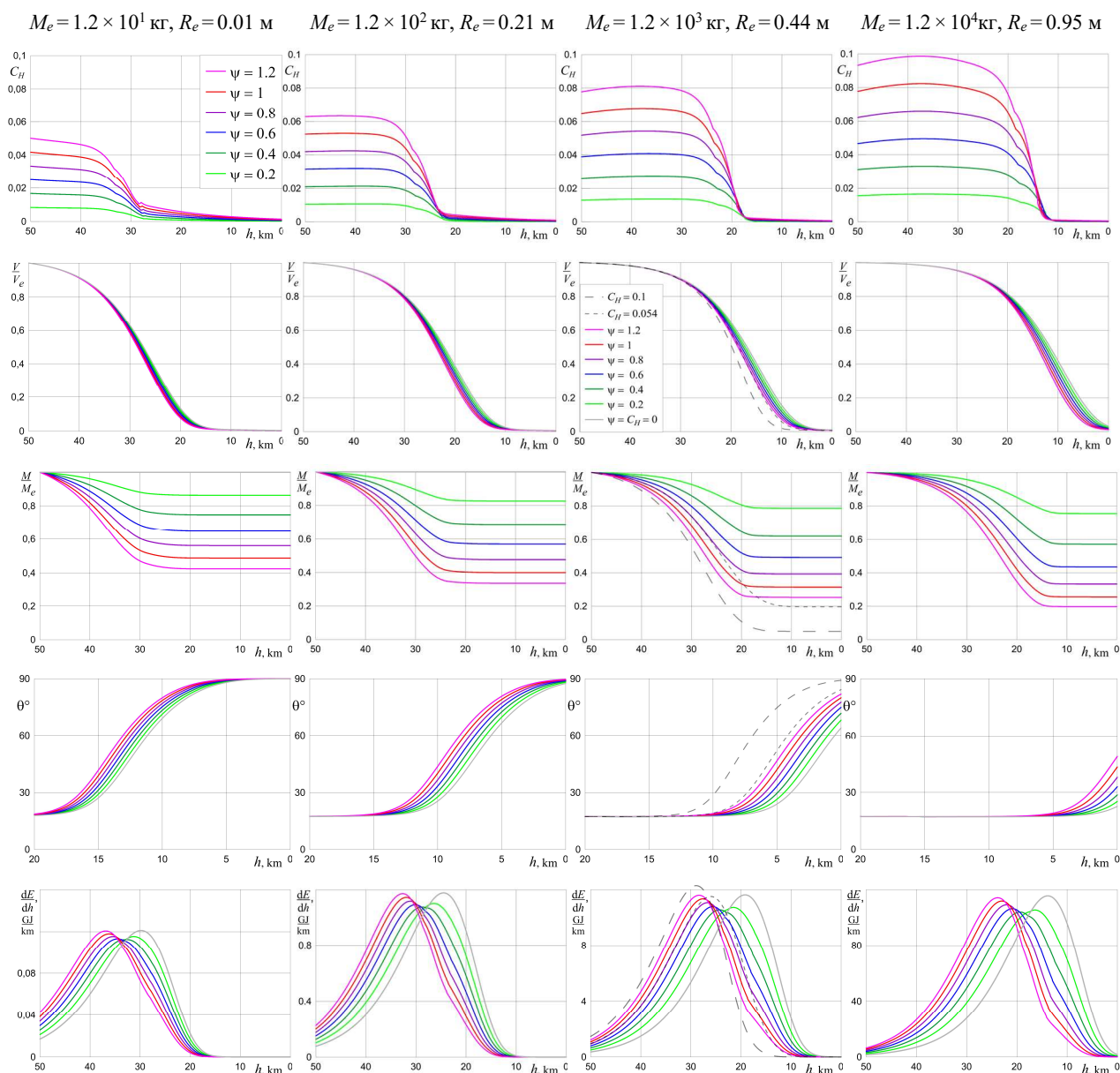


Рис. 1. Коэффициент теплопередачи C_H , относительная скорость V/V_e , относительная масса M/M_e , угол наклона траектории по отношению к горизонту θ , энергосвечение вдоль траектории dE/dh для четырех значений начальной массы M_e при различных значениях параметра ψ

Верхняя серия графиков на рис. 1 показывает поведение коэффициента теплопередачи C_H вдоль траектории метеороида. На первой части траектории метеороида доминирует радиационная часть коэффициента C_H , которая увеличивается с увеличением размера фрагмента. Однако на конечном участке траектории, когда метеороид уже значительно затормозился, преобладает конвективная часть C_H , которая увеличивается с уменьшением размера

фрагмента. На начальном участке траектории, когда тепловой поток преимущественно радиационный, изменение C_H незначительно. Но на некоторой высоте, которая зависит от размера тела, поскольку мелкие фрагменты тормозятся быстрее, радиационная часть коэффициента C_H начинает быстро уменьшаться из-за существенного снижения скорости, и конвективная часть теплового потока становится основной. Отметим, что при выбранном значении эффективной теплоты уноса массы $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$ значениям коэффициента теплопередачи $C_H = 0.1, 0.08, 0.06, 0.04$ и 0.02 соответствуют значения параметра абляции $\sigma = 0.0167, 0.0133, 0.01, 0.007$ и $0.003 \text{ с}^2/\text{км}^2$.

Следующие два ряда графиков на рис. 1 демонстрирует влияние коэффициента теплопередачи на изменение скорости и массы метеороида. Наименьшее, хотя и заметное, влияние изменение коэффициента теплопередачи имеет на процесс торможения, т.е. на снижение скорости метеороида. Наибольшее влияние неопределенность коэффициента теплопередачи оказывает на потерю массы тела, что естественно, т.к. C_H напрямую входит в уравнение абляции. Различие между расчетными данными по уносу массы при различных значениях параметра ψ немного больше для более крупных фрагментов.

Изменение угла наклона траектории по отношению к горизонту θ , характеризующее кривизну траектории, при различных значениях параметра неопределенности ψ демонстрирует четвертая серия графиков на рис. 1. Угол θ сначала уменьшается очень медленно и незначительно на первой части траектории по мере снижения скорости метеорного тела, пока она не достигнет величины 7.9 км/с . При дальнейшем снижении скорости угол θ начинает быстро возрастать, и траектория существенно искривляется на низких высотах. Чем меньше масса (размер) фрагмента, тем раньше он тормозится и тем больше высота, на которой начинается заметный рост угла θ . Высота, на которой угол θ начинает расти, зависит также от значения параметра неопределенности ψ . Чем больше коэффициент теплопередачи, тем раньше угол наклона траектории начинает возрастать.

Выделенная метеороидом энергия или ее часть, наблюдаемая в виде его светимости, является основной информацией о космическом теле, входящем в атмосферу, получаемой наземными и спутниковыми системами наблюдения. Величина энерговыделения напрямую зависит от массы тела, что естественно. С увеличением начальной массы метеороида максимум энерговыделения (пик яркости болида) достигается на более низкой высоте. Увеличение коэффициента теплопередачи при моделировании дает большую высоту, где достигается максимум энерговыделения, т.е. более ранний пик яркости, и большую величину самого пика. Разница между предсказываемыми высотами достижения пика яркости болида при принятых значениях начальной массы M_e доходит до $8 \div 10 \text{ км}$ при изменении параметра ψ от 1.2 до 0 и до 4 км в наиболее вероятном диапазоне значений ψ от 1.2 до 0.4 . Разница в расчетах величины пика энерговыделения доходит до 10% в этом диапазоне изменения ψ .

Для метеороида с начальной массой $M_e = 1.2 \times 10^3 \text{ кг}$ (начальный радиус $R_e = 0.44$) проводились расчеты также при постоянных значениях коэффициента теплопередачи C_H , результаты которых приведены на рис. 1 и 2. Были выбраны следующие значения: $C_H = 0.1$, как наиболее часто употребляемое в литературе, и $C_H = 0.054$, хорошо аппроксимирующее величину коэффициента теплопередачи при $\psi = 0.8$ и $M_e = 1.2 \times 10^3 \text{ кг}$ на первом участке траектории, где его изменение незначительно. Рисунок 1 (третья колонка) демонстрирует, что результаты численного моделирования характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой при использовании удачно подобранного постоянного значения $C_H = 0.054$ удовлетворительно согласуются с результатами моделирования при использовании для C_H формул (4)–(7) на высотах, соответствующих первому (начальному) участку траектории, пока коэффициент C_H не начинает быстро уменьшаться из-за сильного снижения скорости. На более низких высотах, на последнем участке траектории, имеется существенная разница в резуль-

татах расчетов уноса массы, угла наклона траектории, энергосвыделения и места падения неиспарившейся массы (метеорита) при использовании постоянного коэффициента C_H и формул (4)–(7).

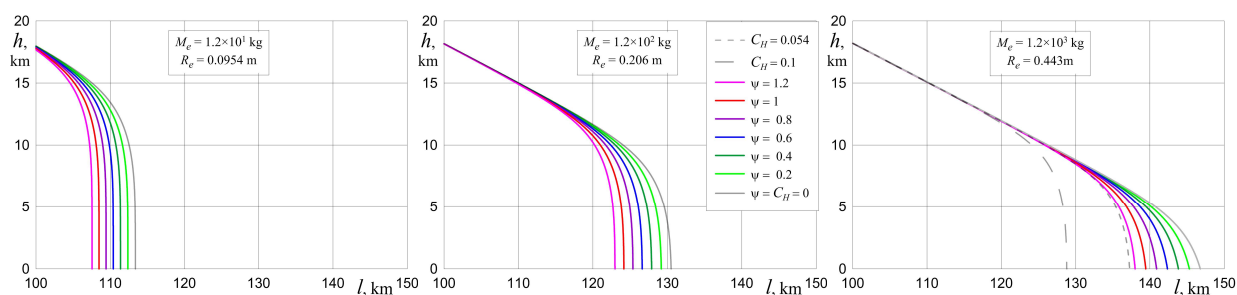


Рис. 2. Траектория метеороида: соответствие между высотой полета h и расстоянием вдоль горизонтальной поверхностью Земли l ($l=0$ при $h=50$ км) при разных значениях параметра ψ

Влияние коэффициента теплопередачи (параметра неопределенности ψ) на вычисление траектории метеорного тела с начальной массой 12, 120 и 1200 кг показано на рис. 2. Расстояние вдоль горизонтальной поверхности Земли l определяет местоположение выпавшей остаточной (неиспарившейся) массы (метеорита) на землю. Начальное значение l полагалось равным 0 при $h=50$ км. Фрагменты с меньшей массой быстрее тормозятся и падают на землю раньше фрагментов более массивных. Фрагменты малой массы достигают поверхности Земли под углом, близким к 90° . Рисунок 2 демонстрирует, что результаты расчета места выпадения метеорита зависят от задания коэффициента теплопередачи. Расхождение между вычисленными координатами точек падения при рассматриваемых начальных массах M_e может быть до 5 км и до $8 \div 9$ км, когда параметр ψ меняется от 1.2 до 0.4 и от 1.2 до 0, и даже больше, если используется постоянное значение коэффициента $C_H = 0.1$. Это следует учитывать при предсказании ориентировочных мест падения метеоритов.

5. Заключение

Оценено влияние неопределенности задания параметра абляции (коэффициента теплопередачи) на различные характеристики взаимодействия с атмосферой метеороида или его фрагментов, движущихся как единое тело, при разных значениях начальной массы. Показано, что задание коэффициента теплопередачи оказывает значительное влияние на результаты моделирования таких практически важных характеристик пролета метеорного тела, как энергосвыделение вдоль траектории, его конечная масса и места падения метеоритов.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ.

Литература

1. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Моделирование движения, абляции и энергосвыделения метеороида в атмосфере с учетом криволинейности траектории // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2020. Т. 21. Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
2. Суржиков С.Т., Шувалов М.П. Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51. № 3. С. 456–470.
3. Суржиков С.Т., Шувалов М.П. Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. Вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237/>

4. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока при больших скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 123–134.
5. Park C. Inviscid-flow approximation of radiative ablation of asteroidal meteoroids by line-by-line method // AIAA Paper 2016–0506. 2016. 18 p.
6. Park C. Inviscid-flow approximation of radiative ablation of cometary meteoroids // AIAA Paper 2016–4430. 2016. 17 p.
7. Johnston C.O., Stern E.C., Wheeler L.F. Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry // Icarus. 2018. Vol. 309. Pp.25–44.
8. Johnston C.O., Stern E.C. A model for thermal radiation from the Tunguska airburst // Icarus. 2019. V. 327. Pp. 48–59.
9. Johnston C.O., Mazaheri A., Gnoffo P., Kleb B., Sutton K., Prabhu D., Brandis A.M., Bose D. Radiative heating uncertainty for hyperbolic Earth entry, part 1: flight simulation modeling and uncertainty. J. Spacecraft & Rockets. 2013. Vol. 50. No 1. Pp. 19–38.
10. Brykina I.G., Bragin M.D. On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // Planetary & Space Sci. 2020. Vol. 187. No 104942.
11. Брагин М.Д., Брыкина И.Г. О моделировании энерговыделения фрагментированного метеороида в атмосфере // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 4. С. 114–124.
12. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
13. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
14. Suttles J.T., Sullivan E.M., Margolis S.B. Curve fits of predicted inviscid stagnation-point radiative heating rates, cooling factors, and shock standoff distances for hyperbolic earth entry // NASA TN D–7622. 1974. 45 p.
15. Brandis A.M., Johnston C.O. Characterization of stagnation-point heat flux for Earth entry // AIAA Paper 2014–2374. 2014.
16. Брыкина И.Г., Тирский Г.А. Унос массы и световая кривая крупного метеороида. Аналитическое решение // Прикл. матем. и механ. 2017. Т. 81. № 5. С. 571–592.
17. ReVelle D.O. Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model. Planetary Sciences SR-76-1.1976.
18. Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D., Shrubbený L. The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // Nature. 2013. Vol. 503. P. 235.

References

1. Brykina, I. G., Egorova, L. A., “Modeling motion, ablation and energy deposition of meteoroid in the atmosphere taking account of the curved trajectory”, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 21, No. 2, 2020. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
2. Surzhikov, S. T., Shuvalov, M. P., “Cheking computational data on radiative and convectional heating of next generation spacecraft”, *High Temperature*, Vol. 51, 2013, pp. 408–420. <https://doi.org/10.1134/S0018151X13030061>
3. Surzhikov, S. T., Shuvalov, M. P., “Estimation of radiation-convection heating of four types of reentry spacecrafts”, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 15, No. 4, 2014. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237/>
4. Brykina, I. G., Egorova, L. A., “Approximation formulas for the radiative heat flux at high velocities”, *Fluid Dyn.*, Vol. 54, 2019, pp. 562–574. <https://doi.org/10.1134/S0015462819040037>
5. Park, C., “Inviscid-flow approximation of radiative ablation of asteroidal meteoroids by line-by-line method”, *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 2016–0506, Jan. 2016. <https://doi.org/10.2514/6.2016-0506>
6. Park, C., “Inviscid-flow approximation of radiative ablation of cometary meteoroids”, *46th AIAA Thermophysics Conference*, AIAA Paper 2016–4430, June 2016. <https://doi.org/10.2514/6.2016-4430>

7. Johnston, C. O., Stern, E. C., Wheeler, L. F., “Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry”, *Icarus*, Vol. 309, 2018, pp. 25–44. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.02.026>
8. Johnston, C. O., Stern, E. C., “A model for thermal radiation from the Tunguska airburst”, *Icarus*, Vol. 327, 2019, pp. 48–59. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.01.028>
9. Johnston, C. O., Mazaheri, A., Gnoffo, P., Kleb, B., Sutton, K., Prabhu, D., Brandis, A. M., Bose, D., “Radiative heating uncertainty for hyperbolic Earth entry, part 1: flight simulation modeling and uncertainty”, *J. Spacecraft&Rockets*, Vol. 50, No. 1, 2013, pp. 19–38. <https://doi.org/10.2514/1.A32484>
10. Brykina, I. G., Bragin, M. D., “On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments”, *Planetary&Space Sci.*, Vol. 187, No.104942, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104942>
11. Bragin, M. D., Brykina, I. G., “On modeling energy deposition of a fragmented meteoroid in the atmosphere,” *Fluid Dyn.*, Vol. 56, 2021, pp. 566–576. <https://doi.org/10.1134/S0015462821040030>
12. Bronshten, V. A., *Fizika meteornyh yavlenij*, M.: Nauka, 1981, 416 p.
13. Stulov, V. P., Mirskij, V. N., Vislyj, A. I., *Aerodinamika bolidov*, M.: Nauka, 1995, 236 p.
14. Suttles, J. T., Sullivan, E. M., Margolis, S. B., “Curve fits of predicted inviscid stagnation-point radiative heating rates, cooling factors, and shock standoff distances for hyperbolic earth entry”, *NASA TN D-7622*, 1974, 45 p. <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19740021216.pdf>
15. Brandis, A. M., Johnston, C. O., “Characterization of stagnation-point heat flux for Earth entry”, *45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA Paper 2014–2374, June 2014. <https://doi.org/10.2514/6.2014-2374>
16. Brykina, I. G., Tirskiy, G. A., “Mass loss and light curve of a large meteoroid. Analytical solution”, *J. Applied Mathematics and Mechanics*, Vol. 81, 2017, pp. 395–408. <https://doi.org/10.1016/j.japp-mathmech.2018.03.008>
17. ReVelle, D. O., “Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model”, *Planetary Sciences SR-76-1*, 1976, 90 p.
18. Borovička, J., Spurný, P., Brown, P., Wiegert, P., Kalenda, P., Clark, D., Shrbený, L., “The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor”, *Nature*, Vol. 503, 2013, pp. 235–237. <https://doi.org/10.1038/nature12671>

Статья поступила в редакцию 23 сентября 2021 г.