

Modeling the Interaction of a Meteoroid with the Atmosphere with Variable and Constant Ablation Parameters

I. G. Brykina, L. A. Egorova

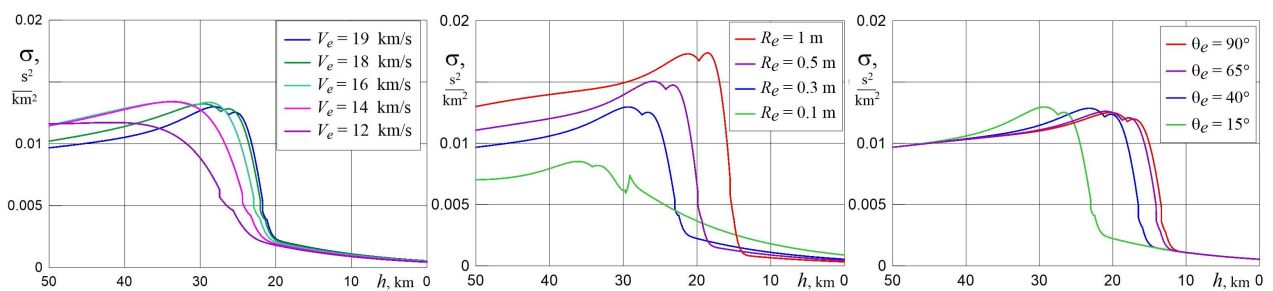
*Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

shantii@mail.ru

Abstract

The interaction with the atmosphere of a meteoroid and its fragments after disruption is modeled within the framework of the meteor physics (MF) equations, the main parameter of which, along with the drag coefficient, is the ablation parameter equal to the ratio of the heat transfer coefficient to the effective heat of ablation. In the literature, this parameter is usually assumed constant and is fitted so that the calculation results correspond to the observational data. In this paper, for different conditions of body entry into the atmosphere, numerical solutions of the MF equations are obtained both for constant values of the ablation parameter and for a variable ablation parameter determined depending on the body size, velocity and flight altitude using correlation formulas previously proposed by the authors. It is investigated how using a constant ablation parameter instead of a variable one effects on the simulated characteristics: the meteoroid mass loss, velocity, energy deposition and trajectory, including the prediction of meteorite fall places. Applicability of a constant ablation parameter at various initial velocities, sizes and angles of entry of a celestial body into the atmosphere is discussed.

Keywords: meteoroid, interaction with the atmosphere, ablation parameter



The ablation parameter σ as a function of the flight altitude h for various initial velocities V_e ($R_e = 30$ cm, $\theta_e = 15^\circ$), initial radius R_e ($V_e = 19$ km/s, $\theta_e = 15^\circ$), and angles of entry of the meteoroid into the atmosphere θ_e ($V_e = 19$ km/s, $R_e = 30$ cm)

УДК 523.68:533.6.011.6

Моделирование взаимодействия метеороида с атмосферой при переменном и постоянном параметре абляции

И. Г. Брыкина, Л. А. Егорова

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119192, Мичуринский пр., 1
shantii@mail.ru*

Аннотация

Взаимодействие с атмосферой метеороида и его фрагментов после разрушения моделируется в рамках уравнений метеорной физики (МФ), основным параметром которых, наряду с коэффициентом сопротивления, является параметр абляции, равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте абляции. В литературе этот параметр обычно считается постоянным и подбирается так, чтобы результаты расчетов соответствовали наблюдательным данным. В данной работе для разных условий входа тела в атмосферу получены численные решения уравнений МФ как при постоянных значениях параметра абляции, так и при переменном параметре абляции, определяемом в зависимости от размера тела, скорости и высоты полета по предложенным ранее авторами корреляционным формулам. Исследуется, как влияет использование постоянного параметра абляции вместо переменного на моделируемые характеристики: потерю массы, скорость, энерговыделение и траекторию метеороида, в том числе на определение мест падения метеоритов. Обсуждается применимость постоянного параметра абляции при разных начальных скоростях, размерах и углах входа небесного тела в атмосферу.

Ключевые слова: метеороид, взаимодействие с атмосферой, параметр абляции

1. Введение

Моделирование взаимодействия с атмосферой метеороидов размером от 0.1 до 1 м и небольших астероидов размером от 1 до 100 м, которое происходит главным образом в континуальном режиме обтекания, является сложной задачей, которая включает в себя моделирование фрагментации и абляции небесного тела, а также оценку его начальных параметров при входе в атмосферу, заранее неизвестных. При движении и разрушении небесных тел в атмосфере высвобождается большое количество энергии, воздух вокруг них сильно нагревается и начинает излучать, как и пары материала тела, образуя такое явление как метеор (малые небесные тела) или болид – метеор ярче звездной величины – 4 (более крупные тела). Благодаря светимости небесные объекты наблюдаются визуально и регистрируются наземными и спутниковыми системами наблюдений, а также на случайных видеозаписях. По этим данным строится кривая светимости болида (световая кривая). Данные наблюдений с нескольких независимых точек позволяют определить траекторию тела (до начала «темного» полета), и в этом случае его начальная скорость и угол входа в атмосферу (по отношению к горизонту) известны. Если найдены упавшие метеориты (неиспарившиеся фрагменты), то можно оценить состав тела и его плотность. Задача моделирования состоит в том, чтобы воспроизвести световую кривую и траекторию метеорного тела (если она известна) и таким образом оценить его начальную массу и размер, а также оценить выпавшую на землю массу метеоритов и места их падения (поле рассеяния).

Моделирование входа в атмосферу метеороидов и астероидов, а также их фрагментов после разрушения, проводится в рамках уравнений метеорной физики (МФ), из которых можно найти траекторию, скорость, массу и энерговыделение тела в зависимости от начальной скорости, размера и угла входа в атмосферу. Основным параметром уравнений МФ, наряду с коэффициентом сопротивления C_D , является параметр абляции σ , равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте абляции; часто параметром абляции называют параметр σ^* , в который введен еще коэффициент C_D : $\sigma^* = \sigma/C_D$. Сложность решения уравнений МФ даже для единого тела (не считая сложности моделирования фрагментации), заключается не только в необходимости решать обратную задачу, т.к. начальный размер тела неизвестен, но также в недостаточности данных по радиационному тепловому потоку и теплоте абляции в диапазоне параметров полета, характерном для небесных тел [1]. В связи с этим, при решении уравнений МФ, с 1920–30-х годов [2] и до настоящего времени, параметр σ в литературе обычно полагается постоянным и подбирается так, чтобы результаты расчетов соответствовали данным наблюдений за полетом и свечением небесного тела.

В случаях, когда моделирование взаимодействия между небесным объектом и атмосферой проводилось в рамках единого тела, без учета его фрагментации, параметр абляции σ , подбираемый для согласования расчетной световой кривой с наблюдаемой, назывался «фиктивным», или «условным». Такой параметр, «замещающий» процесс фрагментации, всегда намного выше параметра σ , подбираемого для того же метеороида, но раздробленного [3]. В работе [3] для моделирования пролета и разрушения метеорных тел Лост Сити (1970, США), Иннисфри (1977, Канада) и Бенешов (1991, Чехия) была разработана модель фрагментации на крупные фрагменты и скопление мелких осколков с несколькими этапами дробления, при этом значения σ^* , позволяющие аппроксимировать световые кривые этих болидов, лежали в пределах $0.004 \div 0.008 \text{ с}^2/\text{км}^2$. Более высокие значения σ^* : 0.021, 0.026 и 0.015 $\text{с}^2/\text{км}^2$ брались для воспроизведения световой кривой болида Сарычичек (2015, Турция) в работе [4], где применялась та же модель фрагментации.

Для моделирования входа в атмосферу метеороида Кошице была разработана гибридная полуэмпирическая модель фрагментации [5]. Модель включала отдельные фрагменты, группу фрагментов одинаковой массы и большое число мелких пылевых частиц, образовавшихся в результате постепенной эрозии либо внезапного разрушения, распределение которых по массам задавалось дискретным степенным законом. Кроме постоянного параметра абляции σ^* , в модели присутствуют и другие параметры (коэффициент сопротивления, коэффициент эрозии, максимальная и минимальная масса частиц, и др.), подбираемые для совпадения расчетной световой кривой с наблюдательной. Модель фрагментации, предложенная в [5] и подробно описанная в [6], применялась для моделирования световых кривых и оценки начальной массы многих наблюдаемых болидов: Кошице (2013, Словакия), $\sigma^* = 0.005 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [5]; Крижевцы (2011, Хорватия), $\sigma^* = 0.005$ и $0.01 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [7]; Румынский (2015, Румыния), $\sigma^* = 0.01 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [8]; Марибо (2009, Дания), $\sigma^* = 0.005 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [9]; Фленсбург (2019, Германия), $\sigma^* = 0.005 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [10]; Голден (2021, Канада), $\sigma^* = 0.002 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [11]; Уинчкомб (2021, Англия), $\sigma^* = 0.0001$, 0.005 и $0.04 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [12]; 2022 WJ1 (2022, США, Канада), $\sigma^* = 0.005 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [13]; 2023 CX1 (2023, Франция), $\sigma^* = 0.003$, 0.005 и $0.015 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [14].

Пролет в атмосфере Челябинского астероида 15 февраля 2013 зарегистрирован, начиная с высоты 97 км, наземными и спутниковой системами наблюдений, а также на многих случайных видеозаписях в разных населенных пунктах. После этого события возрос интерес к исследованию входа в атмосферу Земли естественных космических тел. Появилось много работ, посвященных моделированию взаимодействия Челябинского астероида с атмосферой с применением как старых, так и новых моделей фрагментации, определяющих в значительной степени [15] выбор значений параметра абляции, которые в разных работах оказались разными: $\sigma = 0.016 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [16], $\sigma = 0.01 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [17, 18], $\sigma = 0.007$ и $0.01 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [19],

$\sigma^* = 0.041, 0.044$ и $0.034 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [4]; в [20] для каждого из двенадцати наиболее крупных фрагментов с целью воспроизвести их торможение брались разные параметры σ^* : 0.005, 0.01, 0.03, 0.04, 0.05, 0.08, 0.09, 0.14 и $0.35 \text{ с}^2/\text{км}^2$. Параметр абляции $\sigma = 0.01 \text{ с}^2/\text{км}^2$ использовался в [19] также для воспроизведения световых кривых болидов Кошице, Бенешов и Тагиш – Лэйк (2000, Канада). В работе [21] наблюдательная кривая энерговыделения Челябинского болида была воспроизведена путем решения уравнений МФ для облака фрагментов с переменным вдоль траектории параметром абляции.

Приведенный обзор показывает, что значения параметра абляции σ , подбираемые эмпирически с целью воспроизвести световую кривую и кривую торможения разных болидов, лежат в широком диапазоне: от 0.0001 до $0.35 \text{ с}^2/\text{км}^2$. Они сильно отличаются в разных работах даже для одного и того же метеороида, во многом зависят от используемой модели фрагментации и не зависят ни от размера и материала тела, ни от условий полета. На самом деле параметр абляции, определяемый тепловым потоком и теплотой абляции, зависит от скорости, размера и материала тела и высоты полета. Поэтому целью данной работы является исследование того, как влияет использование постоянного параметра абляции в уравнениях МФ вместо реального, меняющегося вдоль траектории, на моделируемые характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой. Для этого уравнения МФ решаются численно при постоянных значениях σ и переменном, вычисляемом по предложенным авторами корреляционным формулам [1, 22, 23], параметре σ . Проводится сравнение различных решений для потери массы, энерговыделения и траектории метеороида при разных начальных скоростях, массах и углах входа в атмосферу. Частично эта проблема затрагивалась в работах авторов [15, 24]

2. Уравнения

Взаимодействие с атмосферой метеороида, движущегося как единое тело до разрушения, и его фрагментов (после разрушения), каждый из которых тоже движется как единое тело, рассматривается в рамках уравнений МФ. Используются обобщенные уравнения МФ [25], учитывающие кривизну траектории тела и силу тяжести. Уравнения, описывающие торможение, абляцию (потерю массы) и траекторию метеороида, а также соотношение для плотности воздуха в изотермической атмосфере, запишем в следующем виде:

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

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

В уравнениях (1) введен коэффициент формы f (формфактор) [2], связывающий площадь миделева сечения тела S с его объемом, который выражается через массу тела M и его плотность δ

$$f = \frac{S}{(M/\delta)^{2/3}} \quad (2)$$

Предполагается, что унос массы метеороида происходит так, что форма тела не меняется. В данной работе расчеты проводились для тела сферической формы, при этом формфактор $f = 1.21$. При задании распределения давления по поверхности сферы по формуле Ньютона коэффициент сопротивления $C_D = 1$. В этом случае $\sigma = \sigma^*$.

Уравнение, описывающее изменение массы метеороида вдоль траектории, записано в двух видах – через параметр абляции $\sigma = C_H/Q$, и через параметр абляции $\sigma^* = \sigma/C_D$, так как в литературе, как отмечалось во введении, используются и σ , и σ^* . В уравнение абляции входит изначально только параметр σ , равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте абляции и определяющий потерю массы тела вследствие плавления, испарения и эрозии из-за сильных тепловых потоков. Поэтому с физической точки зрения параметр σ является естественным, и его используют и полагают постоянным при численном решении уравнений МФ [16–19] с новыми моделями фрагментации. Параметр σ^* удобнее с математической точки зрения в том случае, когда не учитываются криволинейность траектории и сила тяжести. Тогда в уравнениях МФ вместо трех параметров σ , C_D и f остается только два определяющих параметра – σ^* и $f \times C_D$, и уравнения имеют аналитическое решение при постоянных значениях этих параметров. Это решение выражает массу метеороида через его скорость, а скорость определяется в неявном виде через интегральную показательную функцию Ei , вычисляемую с помощью бесконечного сходящегося степенного ряда [2]. Поэтому традиционно в большинстве работ используется и полагается постоянным параметр σ^* .

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

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dh} &= -\frac{1}{V \sin \theta} \frac{d}{dt} \left(\frac{MV^2}{2} \right) = -\frac{1}{V \sin \theta} \left(\frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} + MV \frac{dV}{dt} \right) = \\ &= \frac{f \rho M^{2/3} V^2}{2 \delta^{2/3} \sin \theta} \left(\sigma \frac{V^2}{2} + C_D \right) - gM = \frac{f C_D \rho M^{2/3} V^2}{2 \delta^{2/3} \sin \theta} \left(\sigma^* \frac{V^2}{2} + 1 \right) - gM \end{aligned} \quad (3)$$

Часть выделяемой энергии идет на излучение, которое регистрируется наземными и спутниковыми системами наблюдения, и по этим данным строится световая кривая болида. Задача моделирования, состоящая в том, чтобы воспроизвести эту световую кривую и таким образом оценить начальную массу вошедшего в атмосферу тела, осложняется тем, что надо знать, какая часть кинетической энергии преобразуется в световую, т.е. знать коэффициент эффективности излучения, который в разных работах задается по-разному.

Для решения уравнений (1)–(3) надо задать параметр абляции σ , который является определяющим параметром этих уравнений. При расчетах параметр σ задавался как меняющимся вдоль траектории в зависимости от скорости, размера тела и высоты полета, так и постоянным, как это принято в литературе. При задании переменного $\sigma = C_H/Q$ использовались полученные ранее авторами корреляционные формулы. Коэффициент теплопередачи C_H задавался как сумма коэффициентов радиационной и конвективной теплопередачи C_{Hr} и C_{Hc} с учетом их зависимости от скорости метеороида V , радиуса затупления R и плотности атмосферы ρ [24]

$$C_H(V, R, \rho) = C_{Hr}(V, R, \rho) + C_{Hc}(V, R, \rho) \quad (4)$$

Коэффициент радиационной теплопередачи C_{Hr} рассчитывался в зависимости от параметров V, R, ρ по аппроксимационному соотношению, полученному в [22] и модифицированному в [24] для расширения диапазона его применимости на меньшие скорости и высоты. Аппроксимационная зависимость от V, R, ρ для коэффициента конвективной теплопередачи также приведена в [24]. В данной работе полагается, что метеорное тело имеет сферическую форму, поэтому радиус тела в соотношении (4) определялся по формуле

$$R = \left(\frac{3M}{4\pi\delta} \right)^{1/3} \quad (5)$$

Заметим, что в [24] в выражение для C_H был введен параметр неопределенности ψ , так как любая корреляционная зависимость неточна не только из-за приближенной аппроксимации численных расчетов, но и из-за неточности самих численных расчетов радиационного теплового потока, значения которого существенно отличаются у разных авторов при больших скоростях и размерах и малых высотах [26]. Это связано с тем, что используются разные модели переноса излучения и поля течения, в которых некоторые факторы не учитываются (турбулентность, влияние излучения воздуха перед ударной волной), или учитываются весьма приближенно (экранирование парами метеороида), или неизвестны (реальная форма тела). В [1] путем варьирования параметра ψ было оценено влияние неточности задания C_H на результаты моделирования потери массы, скорости, траектории полета и энерговыделения метеороида вдоль траектории. В данной работе параметр ψ полагался равным 1; именно при таком значении ψ было достигнуто хорошее совпадение рассчитанной кривой энерговыделения Челябинского болида [15] с наблюдательными данными.

Эффективная теплота абляции Q задавалась меняющейся вдоль траектории в зависимости от скорости полета [23] и рассчитывалась по формуле, интерполирующей ее значения между ее максимальным значением Q_{vap} (теплотой испарения) и минимальным значением Q_{min} (теплотой плавления или эрозии) [1]

$$Q(V) = (Q_{\text{vap}} - Q_{\text{min}}) \frac{V^2 - V_{\text{min}}^2}{V_{\text{vap}}^2 - V_{\text{min}}^2} + Q_{\text{min}} \quad (6)$$

В выражении (6) V_{vap} соответствует скорости, где унос массы за счет плавления и эрозии становится очень маленьким и основной механизм абляции – это испарение; V_{min} соответствует скорости, где испарения уже не происходит и механизм абляции – плавление и механическая эрозия. При расчетах задавалась теплота испарения обыкновенных хондритов $Q_{\text{vap}} = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$, теплота плавления $Q_{\text{mel}} = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ или эрозии $Q_{\text{sp}} = 1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$.

3. Результаты численных расчетов

Различные характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой Земли рассчитывались двумя способами. В первом случае методом Рунге – Кутты решалась система уравнений (1)–(6), иными словами, уравнения МФ решались с меняющимся вдоль траектории параметром абляции. Во втором случае решались уравнения (1)–(3) с постоянным параметром абляции, значения которого принимались равными 0.005, 0.008, 0.01, 0.0125, 0.016 и 0.04. Начальная скорость V_e менялась в диапазоне от 12 до 21 км/с, характерном для входа в атмосферу крупных метеорных тел, начальный радиус R_e менялся от 10 см до 1 м, угол входа в атмосферу θ_e – от 15 до 90°. Плотность метеороида δ принималась равной средней плотности обыкновенных хондритов, равной $3.3 \times 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$. Из наблюдений известно, что основная фрагментация крупных метеорных тел происходит на высотах от 50 до 25 км. На начальном участке траектории до существенного разрушения их масса и скорость меняются слабо, как и

угол наклона траектории по отношению к горизонту [20, 25]. Поэтому расчеты проводились, начиная с высоты 50 км, т.е. тела, взаимодействие которых с атмосферой рассчитывается, можно рассматривать и как фрагменты метеороида, образовавшиеся после его разрушения.

3.1. Параметр абляции

Следует представлять, как ведет себя параметр абляции при движении метеороида в атмосфере, насколько правомерно считать его постоянным. Рисунки 1–3 показывают, как меняются вдоль траектории коэффициент теплопередачи C_H , эффективная теплота абляции Q , рассчитываемые по формулам (4) и (6), и параметр абляции $\sigma = C_H/Q$ при разных начальных значениях скорости V_e , радиуса тела R_e и угла наклона траектории θ_e . Видно, что параметры C_H и Q существенно зависят от скорости V_e , однако параметр σ зависит от V_e значительно слабее. Зависимость от радиуса R_e довольно сильная и для C_H , и для Q , и для σ . Зависимость C_H , Q и σ от угла θ_e небольшая, а при $\theta_e > 40^\circ$ совсем незначительная.

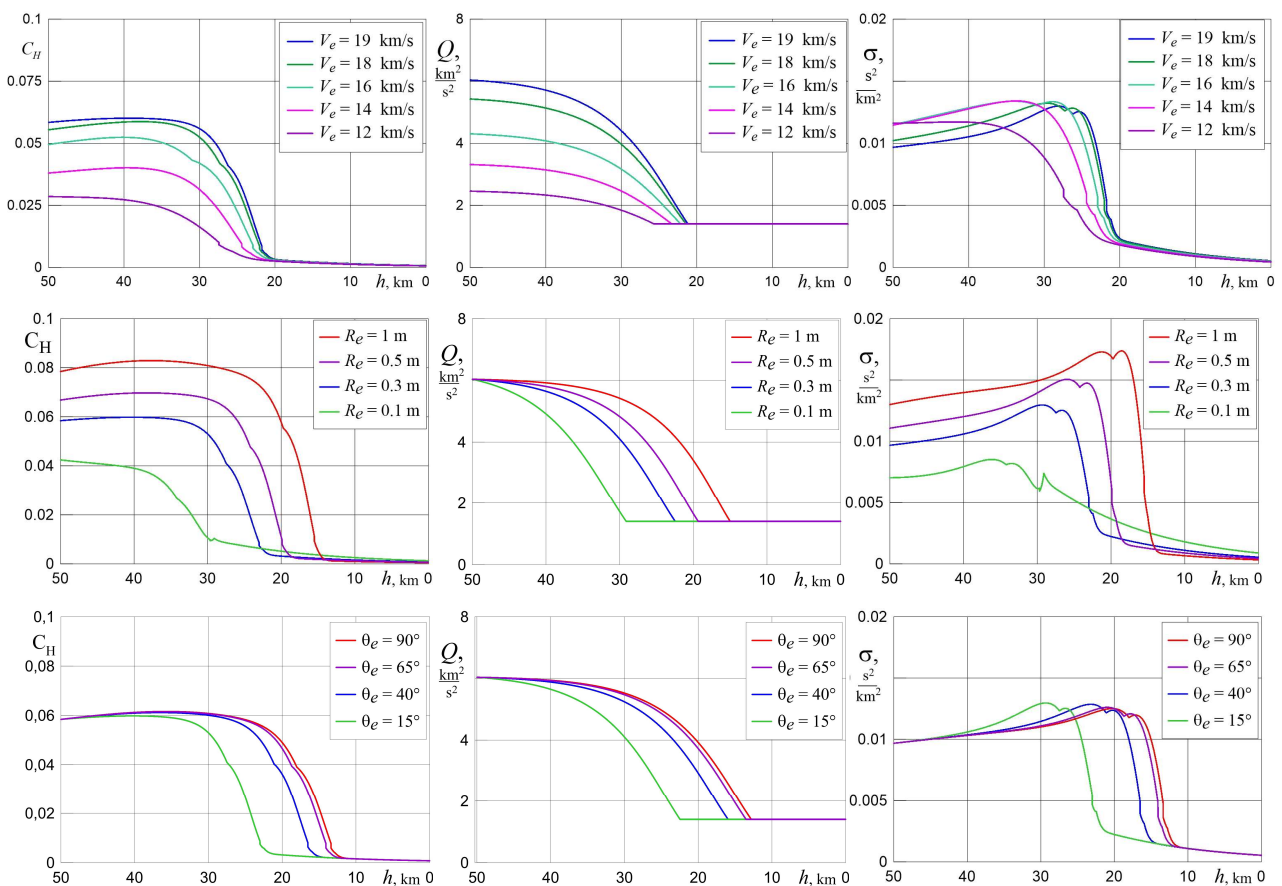


Рис. 1. Коэффициент теплопередачи C_H , эффективная теплота абляции Q и параметр абляции σ в зависимости от высоты полета h при разных начальных скоростях V_e ($R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$), радиусах R_e ($V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$) и углах входа в атмосферу θ_e ($V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см)

Значение параметра абляции σ , как видно из рис. 1, существенно меняется при движении тела в атмосфере. На первой части траектории доминирует радиационная часть коэффициента теплопередачи C_H , а на конечном участке траектории, когда тело уже значительно затормозилось, преобладает конвективная часть C_H . На начальном участке траектории, когда тепловой поток преимущественно радиационный, изменение C_H невелико, изменение параметра абляции σ несколько больше за счет уменьшения Q . Но на некоторой высоте, которая зависит от V_e, θ_e и R_e , радиационная часть теплового потока и, соответственно, C_H начинает быстро убывать из-за существенного снижения скорости, и конвективная часть становится основной. Характер изменения параметра σ с высотой полета более-менее одинаков

для всех рассмотренных начальных скоростей, размеров и углов входа в атмосферу: на первом участке траектории σ меняется не очень сильно, слегка возрастая, затем довольно резко и значительно снижается, и на последнем участке плавно уменьшается практически до нуля. Тем не менее в литературе, как отмечалось во введении, параметр абляции обычно принимается постоянным. В некоторое оправдание такого упрощенного подхода следует сказать следующее.

В большинстве работ моделирование входа метеороида в атмосферу проводится отдельно для двух участков траектории (в отличие от единого подхода данной работы). На первом участке решаются простые уравнения МФ [2], когда сила тяжести не учитывается, траектория считается прямолинейной, а параметр абляции – постоянным. На этой части траектории скорость тела, тепловой поток и абляция высоки, как и энерговыделение и интенсивность свечения воздуха и паров, наблюдаемые визуально и инструментально. Например, самый крупный фрагмент Челябинского астероида наблюдался до высоты ~ 13 км [20]. Для того, чтобы воспроизвести световую кривую метеороидного тела и таким образом оценить его начальный размер, достаточно рассмотреть только первый, наблюдаемый за счет свечения участок траектории, соответствующий большим скоростям. На этом участке траектория еще прямолинейна, а ее начинающееся искривление при малых массах и углах входа почти не влияет на энерговыделение и светимость [25]. На большей части этого участка параметр абляции σ меняется не сильно (см. рис. 1), поэтому фактически пренебрегается сильным изменением σ лишь на небольшой последней части траектории со свечением. Второй участок траектории соответствует темному полету, когда скорость и тепловой потоки уже настолько снизились, что тело перестает светиться. Этот участок рассматривается, когда надо определить поле рассеяния фрагментов, неиспарившихся во время движения на первом участке и являющихся важным источником данных о веществе небесного тела. Для предсказания места падения метеорита решается уравнение движения для тела постоянной массы, без учета абляции, но с учетом силы тяжести, существенной на этой части траектории. При этом результаты расчета в конечной точке траектории со свечением берутся в качестве начальных данных для «темной» траектории [27].

Рассчитываемые характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой зависят от того, какие именно значения параметра абляции подставляются в уравнения МФ. В табл. 1 приведены значения параметра σ^* , за исключением наименьшего 0.0001 [12] и наибольшего $0.35 \text{ с}^2/\text{км}^2$ [20], которые подбирались в разных работах для того, чтобы достичь согласования расчетных световых кривых с данными наблюдений для зарегистрированных болидов.

Таблица 1

Принимаемые в литературе значения параметра абляции

σ^* [с ² /км ²]	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	0.01	0.015 ÷ 0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.08	0.09	0.14
работы	[11]	[14]	[3]	[3, 5, 7, 9, 10, 12, 13, 14, 20]	[3]	[3,19]	[3]	[7, 8, 17– 20]	[4, 14, 16]	[4, 20]	[4, 12, 20]	[20]	[20]	[20]	[20]	[20]

Значения σ^* в табл. 1. не всегда правомерны с физической точки зрения. Численные расчеты радиационных тепловых потоков [28] при $V_e < 50$ км/с и R_e от 10 см до 10 м показали, что коэффициент теплопередачи C_H не может быть больше примерно 0.1 (0.12). В литературе C_H часто полагается равным 0.1 [2, 15, 16, 18], с $C_H = 0.1$ в [15] было достигнуто согласование с наблюдательной кривой энерговыделения Челябинского астероида. По расчетам [26] C_H не может быть больше даже 0.045 при скоростях $V_e = 14 \div 20$ км/с и $R_e \geq 1$ м. Ввиду того, что эффективная теплота абляции для обыкновенных хондритов меняется от теплоты испарения $8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ при высоких тепловых потоках до теплоты плавления $2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ или эрозии $1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$, параметр абляции не может быть больше $0.02 \text{ с}^2/\text{км}^2$, что следует и из рис. 1. Поэтому значения σ^* , равные $0.03 \text{ с}^2/\text{км}^2$ и больше, с физической точки зрения некорректны.

Наиболее часто в литературе принимались значения параметра абляции, равные 0.005 и 0.01 $\text{с}^2/\text{км}^2$ (см. табл. 1). Мы проводили систематические расчеты при разумных с физической точки зрения значениях σ , равных 0.005, 0.008, 0.01, 0.0125, 0.016 $\text{с}^2/\text{км}^2$, отдельные расчеты проведены для $\sigma = 0.04 \text{ с}^2/\text{км}^2$. Далее будет показано, как влияет упрощение модели до постоянного параметра абляции на рассчитываемые характеристики – массу, выделение энергии и траекторию метеороида при его движении в атмосфере.

3.2. Потеря массы

Изменение относительной массы метеороида M/M_e в зависимости от высоты полета h , рассчитанное при различном задании параметра абляции σ для разных начальных размеров R_e , скоростей V_e , и углов входа в атмосферу θ_e , показано на рис. 2–4. Скорость изменения массы вдоль траектории сначала растет, потом падает со снижением скорости тела, и затем, когда абляция прекращается (маленькая скорость и слабый тепловой поток) масса выходит на постоянное остаточное значение. Это значение неиспарившейся массы фрагмента, падающей на землю (метеорит), как видно из рис. 2–4, сильно зависит от параметра σ .

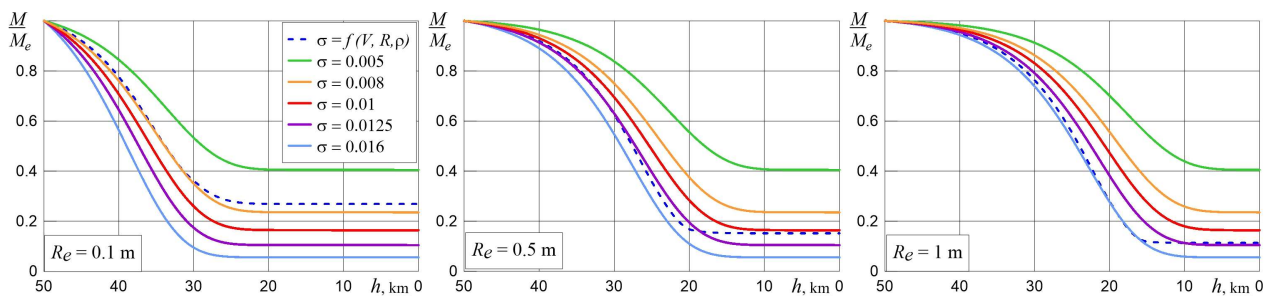


Рис. 2. Относительная масса M/M_e при разных начальных радиусах R_e . $V_e = 19 \text{ км/с}$, $\theta_e = 15^\circ$. $\sigma \text{ [с}^2/\text{км}^2]$

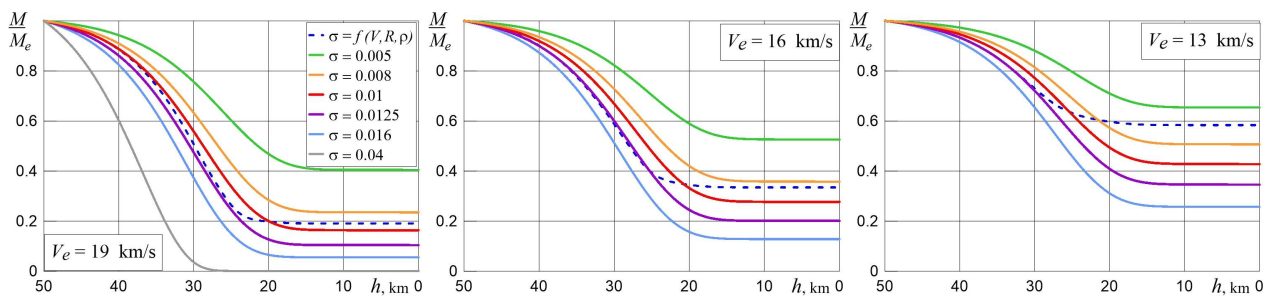


Рис. 3. Относительная масса M/M_e при разных начальных скоростях V_e . $R_e = 30 \text{ см}$, $\theta_e = 15^\circ$. $\sigma \text{ [с}^2/\text{км}^2]$

Отметим тот факт, что когда в расчетах используется постоянный параметр абляции σ , то относительная остаточная масса метеороида M/M_e не зависит от его начальной массы M_e (рис. 2, 3). При этом изменение массы тела во время полета зависит от M_e , и также зависит от M_e высота, когда прекращается абляция и масса тела перестает меняться. Чем больше масса фрагмента, тем позже (ниже) происходит выход массы на остаточное значение. Это можно объяснить тем, что при постоянном σ и допустимом, как отмечалось выше, неучете искривления траектории и силы тяжести для участка траектории со светимостью уравнения МФ имеют решение для относительной массы M/M_e , которое зависит только от параметров σ, V_e и относительной скорости V/V_e , и не зависит от M_e [2]. Поэтому для одного и того же σ при той маленькой скорости, когда прекращается абляция, относительная остаточная масса M/M_e будет одинаковой при разных значениях M_e (R_e). Когда в расчетах используется переменный вдоль траектории параметр абляции $\sigma = f(V, R, r)$, то остаточная масса

M/M_e уменьшается при увеличении начальной массы M_e (рис. 2), так как с увеличением M_e растет параметр σ (см. рис. 1).

Для тела малого размера $R_e \sim 10$ см при $V_e = 19$ км/с унос массы при постоянном параметре $\sigma \sim 0.0075$ $\text{с}^2/\text{км}^2$ достаточно близок к уносу массы при переменном σ . При $R_e \sim 30 \div 50$ см ($R_e \sim 1$ м) с массой M/M_e , рассчитанной при переменном σ , согласуются сначала результаты расчета с $\sigma \sim 0.0125$ $\text{с}^2/\text{км}^2$ ($\sigma \sim 0.016$), а потом для остаточной массы – с $\sigma \sim 0.01$ $\text{с}^2/\text{км}^2$ ($\sigma \sim 0.0125$) (рис. 2, 3). Такие переходы с одного решения на другое можно объяснить резким снижением меняющегося вдоль траектории параметра абляции (см. рис. 1).

Изменение вдоль траектории массы метеороида M/M_e при разных σ показано на рис. 3 для разных начальных скоростей V_e ($R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$). С увеличением V_e уменьшается остаточная масса при расчетах и с переменным, и с постоянным параметром σ . Чем меньше начальная скорость метеороидного тела, тем больше расходятся результаты расчетов массы при постоянном и переменном параметре абляции. Если при $V_e = 19$ км/с для согласования с решением для массы при переменном σ надо перейти от решения с $\sigma \sim 0.0125$ на решение с $\sigma \sim 0.01$ $\text{с}^2/\text{км}^2$, то при $V_e = 16$ км/с надо перейти от решения с $\sigma = 0.0125$ на решение с $\sigma \sim 0.0085$ $\text{с}^2/\text{км}^2$, а при $V_e = 13$ км/с – от решения с $\sigma = 0.0125$ на решение с $\sigma = 0.006$ $\text{с}^2/\text{км}^2$.

Рисунок 4 показывает изменение массы метеороида во время полета при разных углах входа в атмосферу θ_e ($R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с) (при $\theta_e > 65^\circ$ зависимость от θ_e практически исчезает). Остаточная масса почти не зависит от угла θ_e как при постоянных, так и при переменном параметре абляции, хотя выход массы на остаточное значение происходит тем ниже, чем больше θ_e . Начальный угол θ_e также почти не влияет на то, как соотносятся решения для массы M/M_e при постоянных σ с решением при переменном параметре σ .

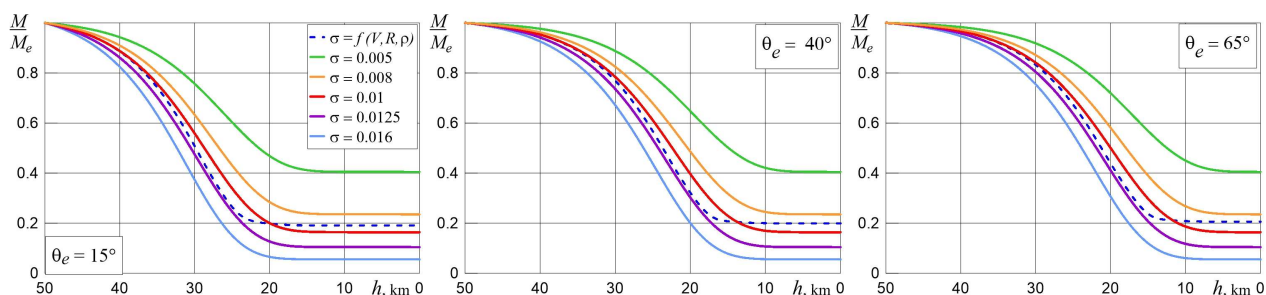


Рис. 4. Относительная масса M/M_e при разных начальных углах θ_e . $R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

Таким образом, используя в уравнениях МФ постоянный параметр $\sigma \sim 0.0075$ $\text{с}^2/\text{км}^2$, можно адекватно моделировать потерю массы метеороида, включая остаточную массу, для малых тел с радиусом $R_e \sim 10$ см и больших скоростей $V_e \sim 19$ км/с. С увеличением размера тела и уменьшением его начальной скорости не удастся подобрать единое подходящее постоянное значение σ . Унос массы в верхней части траектории может быть смоделирован одним значением σ , а остаточная масса – другим, меньшим значением. Остаточная масса существенно зависит от того, какое значение параметра абляции подставить в уравнения МФ, что демонстрирует табл. 2. Значение остаточной массы важно знать для расчета темного полета с целью определения поля рассеяния метеороидов.

Таблица 2

Остаточная масса M/M_e при разных σ
($V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см, $M_e = 373$ кг, $\theta_e = 15^\circ$)

σ , $\text{с}^2/\text{км}^2$	$f(V, R, r)$	0.005	0.008	0.01	0.125	0.016	0.04
M/M_e	0.191	0.4	0.235	0.164	0.104	0.055	0.0007

3.3. Энерговыведение вдоль траектории

Важной характеристикой при движении метеорного тела в атмосфере является его энерговыведение, часть которого идет на излучение, позволяющее наблюдать полет небесного тела; иногда регистрируется непосредственно энерговыведение, как, например, в случае Челябинского астероида. Скорость выделения кинетической энергии (или выделение энергии на единицу высоты) зависит как от скорости изменения массы, так и от скорости изменения скорости тела (уравнение (2)). Для лучшего понимания того, за счет чего происходит энерговыведение метеороида, на рис. 5 приведено изменение его скорости в зависимости от высоты полета, рассчитанное для начальных скоростей $V_e = 19$ и 13 км/с при разном задании параметра абляции σ .

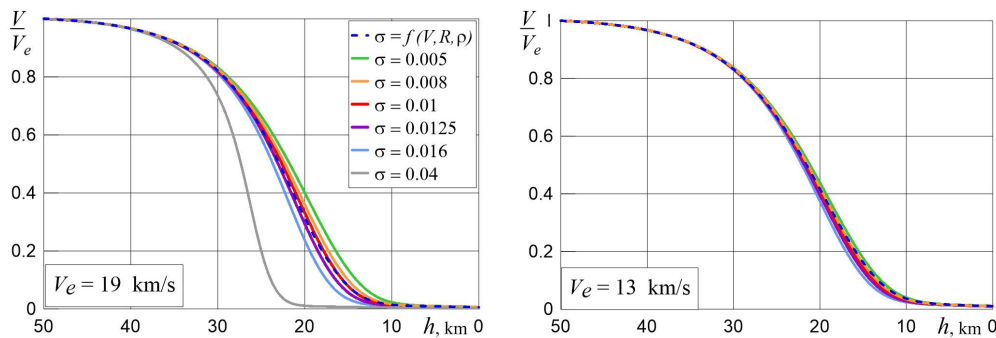


Рис. 5. Относительная скорость V/V_e при $\theta_e = 15^\circ$, $R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

На рис. 6–8 показано выделение энергии метеороида на единицу высоты dE/dh в зависимости от высоты полета h , рассчитанное при разном задании параметра σ для разных начальных радиусов R_e , скоростей V_e и углов входа в атмосферу θ_e . Как и в случае расчетов массы, энерговыведение для небольших тел ($R_e \sim 10$ см) и больших скоростей ($V_e \sim 19$ км/с) можно смоделировать с применением постоянного σ ($\sim 0.0075 \text{ с}^2/\text{км}^2$). При $R_e \sim 30, 50$ см и 1 м с рассчитанным при переменном σ энерговыведением более-менее согласуются результаты расчетов с $\sigma \sim 0.01 \div 0.125, 0.125$ и $0.016 \text{ с}^2/\text{км}^2$ соответственно, за исключением окрестности максимума энерговыведения (пика яркости болида), где наблюдается рассогласование (рис. 6). При этом отличие касается максимума dE/dh , а высоты, где достигается этот максимум, довольно близки.

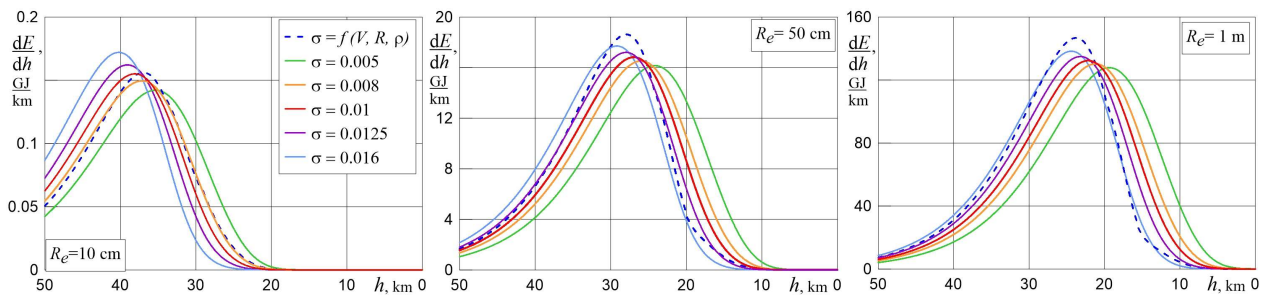


Рис. 6. Энерговыведение dE/dh при разных начальных радиусах R_e . $V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

Отдельно следует отметить расчеты dE/dh при $\sigma = 0.04 \text{ с}^2/\text{км}^2$, сильно отличающиеся от решений с переменным σ и $\sigma = 0.008 \div 0.16 \text{ с}^2/\text{км}^2$ (рис. 7). Из-за большого значения параметра абляции потеря массы начинается рано (см. рис. 3), и изменение массы происходит значительно раньше, чем изменение скорости (см. рис. 5), поэтому рост энерговыведения начинается высоко. Затем начинает падать скорость, а масса продолжает уменьшаться, и когда она достигает своего очень маленького остаточного значения, равного $0.0007M_e$, энерговыведение почти прекращается, хотя скорость еще продолжает меняться.

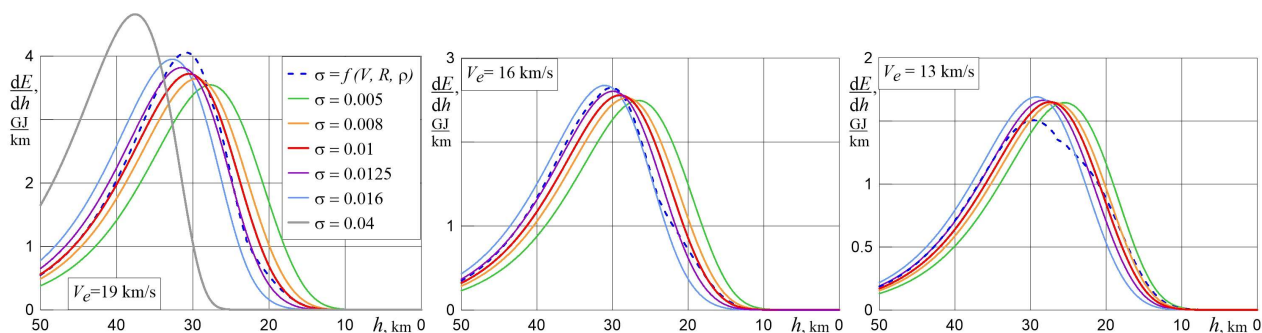


Рис. 7. Энерговыведение dE/dh при разных начальных скоростях V_e . $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

Рисунок 7, на котором представлено энерговыведение метеороида при разных скоростях V_e , показывает, что, как и унос массы, оно лучше моделируется решением с постоянным параметром σ при высоких начальных скоростях. При $V_e = 13$ км/с с решением для dE/dh с переменным σ согласуется решение с $\sigma \sim 0.0125$ $\text{с}^2/\text{км}^2$ на начальном участке траектории до высоты ~ 32 км, до области пика яркости болида, затем, при падении энерговыведения, не удастся подобрать одного значения σ . Изменение угла входа метеороида в атмосферу θ_e почти не влияет на то, как соотносятся между собой решения для dE/dh при переменном параметре абляции σ и постоянных σ (рис. 8).

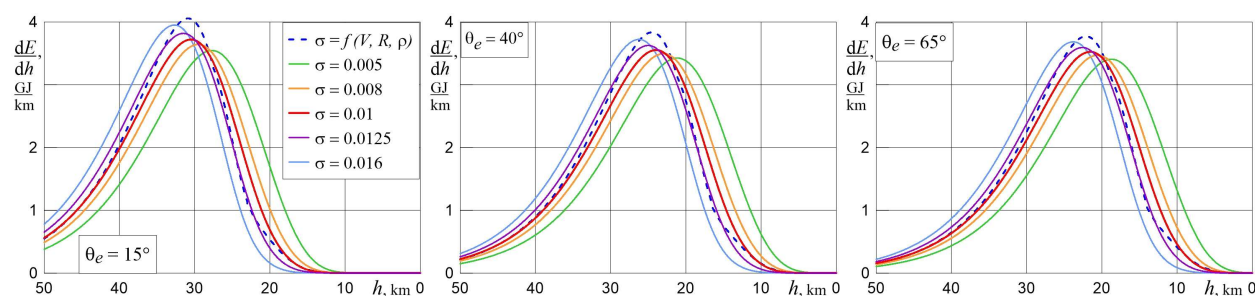


Рис. 8. Энерговыведение dE/dh при разных углах входа θ_e . $R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

Энерговыведение, как и масса, моделируется решением с постоянным σ (~ 0.0075 $\text{с}^2/\text{км}^2$) только для небольших тел ($R_e \sim 10$ см) и больших скоростей ($V_e \sim 19$ км/с). В табл. 3 приведены максимальное энерговыведение dE/dh_{max} и высота h_{max} , где оно достигается, рассчитанные при разном задании параметра абляции, для $V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$. При небольших скоростях ($V_e \sim 13$ км/с) отличие решений с разными σ возрастает.

Таблица 3

Максимум энерговыведения и высота, где этот максимум достигается, при разных σ
($V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$)

σ , $\text{с}^2/\text{км}^2$	$f(V, R, r)$	0.005	0.008	0.01	0.0125	0.016	0.04
dE/dh_{max} , ГДж/км	4.05	3.54	3.64	3.72	3.82	3.95	4.66
h_{max} , км	30.9	27.7	29.5	30.5	31.5	32.7	37.6

3.4. Траектория

Траектории метеороидов $h(l)$, рассчитанные при разном задании параметра абляции, приведены на рис. 9–11 для разных начальных размеров R_e , скоростей V_e и углов входа в атмосферу θ_e . Траектории представлены как зависимости высоты полета h (вертикальная проекция траектории) от расстояния l вдоль горизонтальной поверхности Земли (горизон-

тальная проекция), где l полагалось равным 0 при $h = 50$ км. Точка пересечения траектории с осью $h = 0$ показывает место падения на землю остаточной массы – метеорита. На начальном участке траектории сохраняется ее прямолинейность ($\theta = \theta_e$) для всех σ , затем, после значительного торможения, начинается расхождение траекторий для разных параметров σ , вызванное разностью остаточных масс. При $R_e \sim 10, 30, 50$ и 100 см ($V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$) с рассчитанной при переменном σ траекторией согласуются результаты расчета с $\sigma \sim 0.0075, 0.01, 0.0115$ и 0.0125 $\text{с}^2/\text{км}^2$ соответственно (рис. 9).

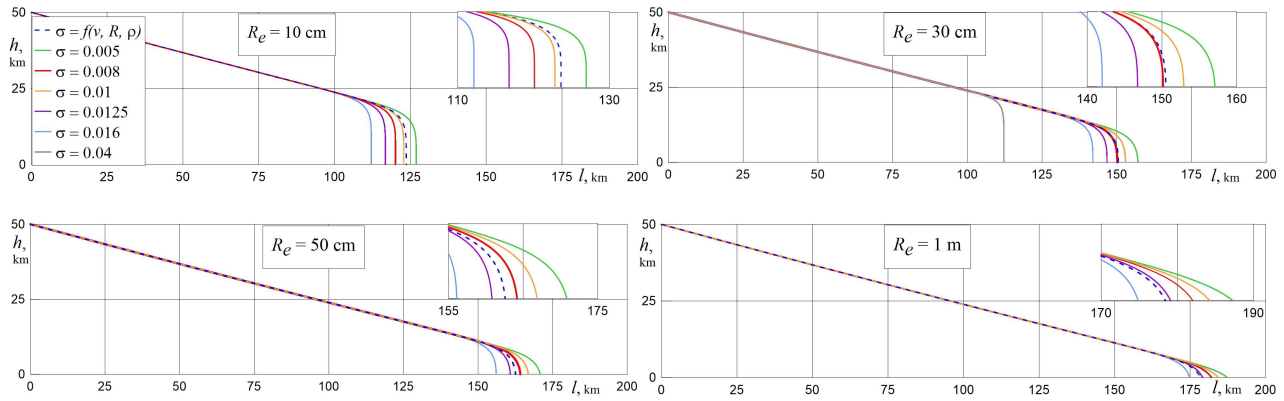


Рис. 9. Траектория $h(l)$ при разных R_e . $V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

Рисунки 9 (правый верхний) и 10 демонстрируют траектории метеороида, рассчитанные при разных σ , для разных начальных скоростей V_e . При V_e более 16 км/с ($R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$) с расчетами с переменным параметром абляции σ достаточно хорошо согласуются расчеты с постоянным σ , близким или чуть меньше 0.01 $\text{с}^2/\text{км}^2$. С уменьшением скорости V_e значение σ , дающее согласование для траектории с переменным σ , убывает, и при $V_e \sim 13$ км/с такое σ равно примерно 0.007 $\text{с}^2/\text{км}^2$. Отметим, что с увеличением начальной скорости возрастает разница между координатами мест падения метеорита, рассчитанными с разными σ . Так, при σ , равных 0.005 и 0.016 $\text{с}^2/\text{км}^2$, эта разница составляет ~ 7 км при $V_e = 13$ км/с и ~ 15 км при $V_e = 19$ км/с.

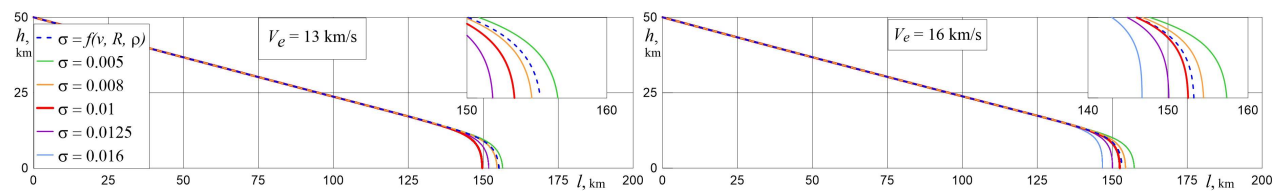


Рис. 10. Траектория $h(l)$ при разных V_e . $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

На рис. 11 представлены траектории метеороида при разных начальных углах θ_e ($R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с). Видно, что отличие между заключительными участками траектории и координатами мест падения метеоритов, рассчитанными при разном задании параметра абляции, возрастает с уменьшением угла, под которым тело входит в атмосферу. С траекторией, рассчитанной при переменном параметре σ , хорошо согласуется траектория, рассчитанная при постоянном $\sigma \sim 0.01$ $\text{с}^2/\text{км}^2$ при всех углах входа в атмосферу.

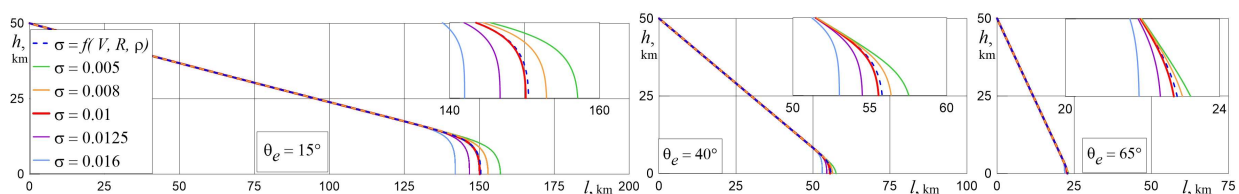


Рис. 11. Траектория $h(l)$ при разных θ_e . $R_e = 30$ см, $V_e = 19$ км/с. σ [$\text{с}^2/\text{км}^2$]

В табл. 4 приведены значения координаты l_m конечной точки траектории, соответствующей месту падения метеорита, рассчитанные при разном задании параметра абляции σ .

Таблица 4

Координата l_m конечной точки траектории при разных σ
($V_e=19$ км/с, $R_e=30$ см, $\theta_e=15^\circ$)

$\sigma, \text{с}^2/\text{км}^2$	$f(V, R, r)$	0.005	0.008	0.01	0.125	0.016	0.04
$l_m, \text{км}$	150	157	153	150	147	142	112

4. Заключение

Проведен анализ применимости постоянного параметра абляции σ в уравнениях МФ для моделирования взаимодействия метеороидов с атмосферой. Сопоставление решений, полученных при постоянных значениях σ , принятых в литературе, и при σ , меняющемся в зависимости от размера, скорости тела и высоты полета, показало, что подбор постоянного значения σ , позволяющего адекватно рассчитать и траекторию, и массу, и энерговыделение (за исключением окрестности его максимума), возможен только для небольших тел с начальным радиусом $R_e \sim 10$ см и больших начальных скоростей $V_e \sim 19$ км/с. Для больших R_e и меньших V_e масса в верхней части траектории моделируется одним значением σ , а остаточная масса – другим, одно значение σ подобрать не удастся. Моделирование энерговыделения (вне области максимума) при постоянном параметре σ (подбираемом в зависимости от размера тела) возможно только при больших скоростях $V_e (> 16$ км/с), при меньших V_e не удастся подобрать подходящих значений σ . Подбор постоянного σ , значение которого увеличивается при увеличении как R_e , так и V_e , позволяет хорошо моделировать траекторию и место падения метеорита. Угол входа небесного тела в атмосферу θ_e почти не влияет на то, как соотносятся решения для массы, энерговыделения и траектории при постоянных σ и переменном σ . Моделируемые характеристики существенно зависят от того, какое значение параметра абляции подставить в уравнения МФ. Так, разница между координатами места падения метеорита, рассчитанными для $\sigma = 0.005$ и $0.016 \text{ с}^2/\text{км}^2$ составляет ~ 15 км при $V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$, а массы метеорита при этом отличаются более чем в семь раз. Расчеты всех характеристик при значениях σ , некорректных с физической точки зрения ($0.04 \text{ с}^2/\text{км}^2$), сильно отличаются от решений с переменным σ и с корректными значениями σ в диапазоне $0.008 \div 0.016 \text{ с}^2/\text{км}^2$.

Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова (тема № АААА-А19-119012990114-8).

Литература

1. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Влияние модели абляции на моделирование траектории, уноса массы и энерговыделения метеорных тел в атмосфере // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2025. Т. 26, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-6/articles/1216/>
2. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
3. Ceprecha Z., Revelle D.O. Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere // Meteorit. Planet. Sci. 2005. Vol. 40. Pp. 35–54.
4. Unsalan O., Jenniskens P., Yin Q.-Z., Kaygisiz E., Albers J., Clark D., Granvik M., Demirkol I., Erdogan I.Y., Bengu A.S., Ozel M.E., Terzioglu Z., et al. (The Sariçiçek Meteorite Consortium). The Sariçiçek howardite fall in Turkey: Source crater of HED meteorites on Vesta and impact risk of Vestoids // Meteorit. Planet. Sci. 2019. Vol. 54. Pp. 953–1008.

5. Borovička J., Tóth J., Igaz A., Spurný P., Kalenda P., Haloda J., Svoren J., Kornos L., Silber E., Brown P.G., Husarik M. The Košice meteorite fall: Atmospheric trajectory, fragmentation, and orbit // *Meteorit. Planet. Sci.* 2013. Vol. 48. Pp. 1757–1779.
6. Borovička J., Spurný P., Shrbený L. Two strengths of ordinary chondritic meteoroids as derived from their atmospheric fragmentation modeling // *Astronomical J.* 2020. Vol. 160. Pp. 42.
7. Borovička J., Spurný P., Šegon D., Andreić Ž., Kac J., Korlević K., Atanackov J., Kladnik G., Mucke H., Vida D., Novoselnik F. The instrumentally recorded fall of the Križevci meteorite, Croatia, February 4, 2011 // *Meteorit. Planet. Sci.* 2015. Vol. 50. Pp. 1244–1259.
8. Borovička J., Spurný P., Grigore V.I., Svoreň J. The January 7, 2015, superbolide over Romania and structural diversity of meter-sized asteroids // *Planet. Space Sci.* 2017. Vol. 143. Pp. 147–158.
9. Borovička J., Popova O., Spurný P. The Maribo CM 2 meteorite fall—Survival of weak material at high entry speed // *Meteorit. Planet. Sci.* 2019. Vol. 54. Pp. 1024–1041.
10. Borovička J., Bettonvil F., Baumgarten G., Strunk J., Hankey M., Spurný P., Heinlein D. Trajectory and orbit of the unique carbonaceous meteorite Flensburg // *Meteorit. Planet. Sci.* 2021. Vol. 56. Pp. 425–439.
11. Brown P.G., McCausland P.J.A., Hildebrand A.R., Hanton L.T.J., Eckart L.M., Busemann H., Krietsch D., Maden C., Welten K., Caffee M.W., Laubenstein M., Vida D., et al. The Golden meteorite fall: Fireball trajectory, orbit, and meteorite characterization // *Meteorit. Planet. Sci.* 2023. Vol. 58. Pp. 1773–1807.
12. McMullan S., Vida D., Devillepoix H.A.R., Rowe J., Daly L., King A.J., Cupák M., Howie R.M., Sansom E.K., Shober P., Towner M.C., Anderson S., et al. The Winchcombe fireball—That lucky survivor // *Meteorit. Planet. Sci.* 2024. Vol. 59. Pp. 927–947.
13. Kareta T., Vida D., Micheli M., Moskovitz N., Wiegert P., Brown P.G., McCausland P.J.A., Devillepoix H.A.R., Malečić B., Prtenjak M.T., Šegon D., Shafransky B., Farnocchia D. Telescope-to-Fireball Characterization of Earth Impactor 2022 WJ1 // *Planet. Sci. J.* 2024. Vol. 5. Pp. 253.
14. Egal A., Vida D., Colas F., Zanda B., Bouley S., Steinhausser A., Vernazza P., Ferrière L., Gattacceca J., Birlan M., Vaubaillon J., Antier K., et al. Catastrophic disruption of asteroid 2023 CX1 and implications for planetary defence // *Nature Astronomy.* 2025. Vol. 9. Pp. 1624–1637.
15. Брагин М.Д., Брыкина И.Г. О моделировании энерговыделения фрагментированного метеороида в атмосфере // *Изв. РАН. МЖГ.* 2019. № 4. С. 123–134.
16. Попова О.П., Дженнискенс П., Глазачев Д.О. Фрагментация Челябинского метеороида // *Динамические процессы в геосферах. Сб. науч. тр. ИДГ РАН.* № 5. 2014. Pp. 59–78.
17. Register P.J., Mathias D.L., Wheeler L.F. Asteroid fragmentation approaches for modeling atmospheric energy deposition // *Icarus.* 2017. Vol. 284. Pp. 157–166.
18. McMullan S., Collins G.S. Uncertainty quantification in continuous fragmentation airburst models // *Icarus.* 2019. Vol. 327. Pp. 19–35.
19. Wheeler L.F., Mathias D.L., Stokan E., Brown P.G. Atmospheric energy deposition modeling and inference for varied meteoroid structures // *Icarus.* 2018. V. 315. Pp. 79–91.
20. 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.* 2013. Vol. 503. Pp. 235–237.
21. Brykina I.G., Bragin M.D. On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // *Planet. Space Sci.* 2020. Vol. 187. Pp. 104942.
22. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока при больших скоростях // *Изв. РАН. МЖГ.* 2019. № 4. С. 123–134.
23. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. О влиянии эффективной теплоты абляции на моделирование взаимодействия метеороидов с атмосферой // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2022. Т. 23, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/995/>

24. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. О параметре абляции в задаче о входе метеорного тела в атмосферу // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22, вып. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/959/>
25. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Моделирование движения, абляции и энерговыведения 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/>
26. Johnston C.O., Stern E.C., Wheeler L.F. Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry // *Icarus*. 2018. Vol. 309. Pp. 25–44.
27. Cepelcha Z. Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*. 1987. Vol. 38. No. 4. Pp. 222–234.
28. Biberman L.M., Bronin S.Y., Brykin M.V. Moving of a blunt body through the dense atmosphere under conditions of severe aerodynamic heating and ablation // *Acta Astronautica*. 1980. Vol. 7. № 1. Pp. 53–65.

References

1. Brykina I. G., Egorova L. A., Influence of the model of ablation on modeling the trajectory, mass loss, and energy deposition of meteoroids in the atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol. 26, iss. 6 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/1216/>
2. Bronshten V. A., *Physics of meteoric phenomena*, M.: Nauka, 1981, 416 p. [in Russian].
3. Cepelcha Z., Revelle D. O., Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2005, vol. 40, № 1, pp. 35–54. <https://doi.org/10.1111/j.1945-5100.2005.tb00363.x>
4. Unsalan O., Jenniskens P., Yin Q.-Z., Kaygisiz E., Albers J., Clark D., Granvik M., Demirkol I., Erdogan I. Y., Bengu A. S., Ozel M. E., Terzioglu Z., et al., (The Sariçiçek Meteorite Consortium), The Sariçiçek howardite fall in Turkey: Source crater of HED meteorites on Vesta and impact risk of Vestoids, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2019, vol. 54, pp. 953–1008. <https://doi.org/10.1111/maps.13258>
5. Borovička J., Tóth J., Igaz A., Spurný P., Kalenda P., Haloda J., Svoren J., Kornos L., Silber E., Brown P., Husarik M., The Košice meteorite fall: Atmospheric trajectory, fragmentation, and orbit, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2013, vol. 48, pp. 1757–1779. <https://doi.org/10.1111/maps.12078>
6. Borovička J., Spurný P., Shrubený L., Two strengths of ordinary chondritic meteoroids as derived from their atmospheric fragmentation modeling, *Astronomical J.*, 2020, vol. 160, issue 42. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab9608>
7. Borovička J., Spurný P., Šegon D., Andreić Ž., Kac J., Korlević K., Atanackov J., Kladnik G., Mucke H., Vida D., Novoselnik F., The instrumentally recorded fall of the Križevci meteorite, Croatia, February 4, 2011, *Meteorit. & Planet. Sci.*, 2015, vol. 50, iss. 7, pp. 1244–1259. <https://doi.org/10.1111/maps.12469>
8. Borovička J., Spurný P., Grigore V. I., Svoreň J., The January 7, 2015, superbolide over Romania and structural diversity of meter-sized asteroids, *Planet. and Space Sci.*, 2017, vol. 143, pp. 147–158. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.02.006>
9. Borovička J., Popova O., Spurný P., The Maribo CM 2 meteorite fall—Survival of weak material at high entry speed, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2019, vol. 54, pp. 1024–1041. <https://doi.org/10.1111/maps.13259>
10. Borovička J., Bettonvil F., Baumgarten G., Strunk J., Hankey M., Spurný P., Heinlein D., Trajectory and orbit of the unique carbonaceous meteorite Flensburg, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2021, vol. 56, pp. 425–439. <https://doi.org/10.1111/maps.13628>
11. Brown P. G., McCausland P. J. A., Hildebrand A. R., Hanton L. T. J., Eckart L. M., Busemann H., Krietsch D., Maden C., Welten K., Caffee M. W., Laubenstein M., Vida D., et al., The Golden meteorite fall: Fireball trajectory, orbit, and meteorite characterization, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2023, vol. 58, pp. 1773–1807. <https://doi.org/10.1111/maps.14100>

12. McMullan S., Vida D., Devillepoix H. A. R., Rowe, J., Daly L., King A. J., Cupák M., Howie R. M., Sansom E. K., Shoher P., Towner M. C., Anderson S., et al., The Winchcombe fireball—That lucky survivor, *Meteorit. Planet. Sci.*, 2024, vol. 59, pp. 927–947. <https://doi.org/10.1111/maps.13977>
13. Karetta T., Vida D., Micheli M., Moskovitz N., Wiegert P., Brown P. G., McCausland P. J. A., Devillepoix H. A. R., Malečić B., Prtenjak M. T., Šegon D., Shafransky B., Farnocchia D., Telescope-to-Fireball Characterization of Earth Impactor 2022 WJ1, *Planet. Sci. J.*, 2024, vol. 5, pp. 253. <https://doi.org/10.3847/PSJ/ad8b22>
14. Egal A., Vida D., Colas F., Zanda B., Bouley S., Steinhausser A., Vernazza P., Ferrière L., Gattacceca J., Birlan M., Vaubaillon J., Antier K., et al., Catastrophic disruption of asteroid 2023 CX1 and implications for planetary defense, *Nature Astronomy*, 2025, vol. 9, pp. 1624–1637. <https://doi.org/10.1038/s41550-025-02659-8>
15. Bragin M. D., Brykina I. G., On modeling energy deposition of a fragmented meteoroid in the atmosphere, *Fluid Dyn.*, 2021, vol. 56, pp. 566–576. <https://doi.org/10.1134/S0015462821040030>
16. Popova O. P., Jenniskens P., Glazachev D. O., Chelyabinsk meteoroid fragmentation, *Dynamic Processes in Geospheres*, 2014, no. 5, pp. 59–78.
17. Register P. J., Mathias D. L., Wheeler L. F., Asteroid fragmentation approaches for modeling atmospheric energy deposition, *Icarus*, 2017, vol. 284, pp. 157–166. <http://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.02.009>
18. McMullan S., Collins G. S., Uncertainty quantification in continuous fragmentation airburst models, *Icarus*, 2019, vol. 327, pp. 19–35. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.02.013>
19. Wheeler L. F., Mathias D. L., Stokan E., Brown P. G., Atmospheric energy deposition modeling and inference for varied meteoroid structures, *Icarus*, 2018, vol. 315, pp. 79–91. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.06.014>
20. Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D., Shrubný L., The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor, *Nature*, 2013, vol. 503, pp. 235–237. <https://doi.org/10.1038/nature12671>
21. Brykina I. G., Bragin M. D., On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments, *Planetary & Space Sci.*, 2020, vol. 187, pp. 104942. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104942>
22. Brykina I. G., Egorova L. A., Approximation formulas for the radiative heat flux at high velocities, *Fluid Dyn.*, 2019, vol. 54, pp. 562–574. <https://doi.org/10.1134/S0015462819040037>
23. Brykina I. G., Egorova L. A., On the influence of the effective heat of ablation on modeling the interaction of meteoroids with the atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, issue 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/995/>
24. Brykina I. G., Egorova L. A., On the ablation parameter in the problem of meteor body entering the atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2021, vol. 22, issue 5 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/959/>
25. 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*, 2020, vol. 21, issue 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
26. Johnston C. O., Stern E. C., Wheeler L. F., Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry, *Icarus*, 2018, vol. 309, pp. 25–44. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.02.026>
27. Cepelcha Z., Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 1987, vol. 38, iss. 4, pp. 222–234. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987BAICz..38..222C/abstract>
28. Biberman L. M., Bronin S. Y., Brykin M. V., Moving of a blunt body through the dense atmosphere under conditions of severe aerodynamic heating and ablation, *Acta Astronautica*, 1980, vol. 7, iss. 1, pp. 53–65. [https://doi.org/10.1016/0094-5765\(80\)90116-2](https://doi.org/10.1016/0094-5765(80)90116-2)

Статья поступила в редакцию 12 марта 2026 г.