

УДК 521.13:521.154

В. Г. Кручиненко

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченка
04053 Киев-53, ул. Обсерваторная, 3

Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли

Приведена методика определения основных параметров метеороида на высоте максимального торможения. Показано, что самый большой метеороид, который достигает в атмосфере Земли высоты максимального торможения и производит тепловой взрыв, имеет массу около 10^9 г. Наибольший ежегодный метеороид, который попадает на Землю, имеет массу $7 \cdot 10^8$ г. Проведен анализ результатов, полученных из наблюдений вспышек в атмосфере Земли с помощью геостационарных спутников США. Показано, что метеороиды, энергии вспышек которых превышают 20 кт ТНТ, порождены кометными телами. Используя приведенную методику и уточненные данные о Тунгусском феномене, показано, что в рамках модели монолитного тела объяснить явление не представляется возможным. Тунгусское явление происходит один раз за 1300 лет. Предполагаем, что взрыв метеороида в атмосфере происходит, когда тело достигает высоты максимального торможения. На этой высоте для избранных болидов вычислены абсолютные звездные величины вспышек и их температуры.

ТЕПЛОВІ ВИБУХИ МЕТЕОРОЇДІВ В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Кручиненко В. Г. — Наведена методика визначення основних параметрів метеороїда на висоті максимального гальмування. Показано, що найбільший метеороїд, який досягає в атмосфері Землі висоти максимального гальмування та спричиняє тепловий вибух, має масу приблизно 10^9 г. Найбільший щорічний метеороїд, який попадає на Землю, має масу $7 \cdot 10^8$ г. Проведено аналіз результатів, отриманих зі спостережень спалахів в атмосфері Землі за допомогою геостационарних супутників США. Показано, що метеороїди, енергії спалахів яких понад 20 кт ТНТ, породжені кометними тілами. Використовуючи наведену методику та уточнені дані про Тунгуський феномен, показано, що в рамках моделі монолітного тіла пояснити явище не вдається. Тунгуське явище відбувається один раз за 1300 років. Допускаємо, що вибух метеороїда в атмосфері відбувається, коли тіло досягає висоти максимального гальмування. На цій висоті для вибраних болидів обчислені абсолютні зоряні величини спалахів та їхньої температури.

THERMAL EXPLOSIONS OF METEOROIDS IN EARTH'S ATMOSPHERE, by Kruchynenko V. G. — A method for determination of main parameters of a meteoroid at the height of its maximum deceleration is proposed. It is shown that the largest meteoroid reaching the height of maximum deceleration and producing a thermal explosion in Earth's atmosphere has a mass of approximately 10^9 g. The largest annual meteoroid running into Earth has a mass of $7 \cdot 10^8$ g. An analysis of results obtained from observations of flashes in the atmosphere of the Earth by means of geostationary satellites of USA is carried out. It is shown that the meteoroids for which the energy of flashes exceeds 20 kt TNT are borned by comet bodies. Using our method and improved data on the Tunguskiy phenomenon, we showed that it was not possible to explain the phenomenon within the framework of model of monolithic body. A Tunguskiy event occurs once every 1300 years. We expect that an explosion of the meteoroid in the atmosphere occurs when a body reaches the height of maximum deceleration. For this height, we calculated absolute magnitudes of flashes and their temperatures for some selected fireballs.

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня известно уже значительное количество случаев взрыва крупных метеороидов в атмосфере Земли. Об этом свидетельствуют и данные регистраций болидов наземными установками [27, 28], и результаты измерений в атмосфере ярких световых вспышек фотодиодами «Sandia Laboratories», которые были установлены на геостационарных спутниках США [16, 24, 29], и также данные измерений акустически-гравитационных волн от тепловых взрывов метеороидов [26]. Для семи случаев падений метеоритов, яркие болиды которых наблюдались инструментально, определены точные топо-, гео- и гелиоцентрические орбиты: Pribram (Czechosl., Apr. 1959), Лост Сити (USA, Jan. 1970), Innisfree (Canada, Feb. 1977), Peekskill (USA, Oct. 1992), Tagish Lake (Canada, Jan. 2000), Moravka (Czech. Rep., May 2000), EN171101 (Ukraine, Nov. 2001).

На основании анализа данных таких феноменов как Тунгусский, Сихотэ-Алинь, Стерлитамак и др. мы впервые [20] высказали предположение, что тепловые взрывы крупных метеороидов и, как следствие, вспышки блеска, происходят в области высот максимального торможения тел. Идея теплового взрыва на высоте максимального торможения была подтверждена нами при изучении разрушения фрагментов ядра кометы Шумейкеров—Леви 9 в атмосфере Юпитера [20, 21]. При этом основным аргументом являлось хорошее согласие вычисленного из теоретической модели времени выхода Plume на «поверхность» Юпитера с данными прямых регистраций с космических аппаратов.

Независимым подтверждением полученной нами глубины взрыва кометного фрагмента диаметром 1 км в атмосфере Юпитера была работа [15]. В ней глубина взрыва определялась на основании совершенно иного подхода: из анализа результатов измерений излучения молекул, которые образованы при взрыве и вынесены в верхнюю атмосферу Юпитера.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТЕОРОИДА НА ВЫСОТЕ МАКСИМАЛЬНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Очевидно, высота максимального торможения метеороида определяется из условия равенства нулю второй производной скорости по времени. Иногда под областью максимального торможения неверно понимают область задержки метеороидного тела, которая соответствует равенству силы тяжести и

силы аэродинамического сопротивления. При расчетах параметров на высоте максимального торможения возможны два варианта: мидель тела (поперечное сечение S) постоянен ($S = S_0 = \text{const}$), когда потерей массы при движении тела в атмосфере можно пренебречь, и $S \neq \text{const}$, когда мидель зависит от времени t или от высоты H . Первый случай используют при рассмотрении больших тел, для которых влияние атмосферы Земли минимально и которые достигают поверхности нашей планеты практически без потери скорости и массы.

Определим основные зависимости для обоих случаев.

1. $S = S_0 = \text{const}$. Уравнение торможения тела имеет вид

$$\frac{dV}{dt} = - \frac{\Gamma S_0 \rho(H) V^2}{m_0}, \quad (1)$$

где Γ — коэффициент торможения (для больших метеороидов $\Gamma = 0.5$), $\rho(H)$ — плотность атмосферы в зависимости от высоты, V — скорость тела, m_0 — значение начальной массы тела. Учитывая связь между изменением высоты и времени $dH = -V \cos Z_R dt$, где Z_R — зенитный угол радианта, уравнение торможения перепишем в виде

$$\frac{dV}{dH} = \frac{\Gamma S_0 V \rho(H)}{m_0 \cos Z_R}. \quad (2)$$

Интегрируя уравнение (2), получаем

$$V(H) = V_0 \exp \left[- \frac{\Gamma H^* S_0 \rho(H)}{m_0 \cos Z_R} \right], \quad (3)$$

где H^* — высота однородной атмосферы (шкала высот). Для сокращения записи введем обозначение

$$\frac{\Gamma S_0 H^*}{m_0 \cos Z_R} = \frac{1}{K} = \text{const} \quad (4)$$

и перепишем зависимость (3):

$$V(H) = V_0 \exp \left[- \frac{\rho(H)}{K} \right]$$

или

$$\ln \left(\frac{V(H)}{V_0} \right) = - \frac{\rho(H)}{K}. \quad (5)$$

Используя формулы (4) и (5), уравнение торможения метеороида запишем в виде

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\cos Z_R}{H^*} V^2 \ln \left(\frac{V(H)}{V_0} \right). \quad (6)$$

Формула (6) показывает, как зависит торможение от начальной скорости метеороида (скорости вхождения его в атмосферу) и от скорости в данный момент или на данной высоте. При достижении телом максимального торможения выполняется условие

$$\frac{d^2V}{dt^2} = 0. \quad (7)$$

Все параметры на высоте максимального торможения будем обозначать нижним индексом «*». Из уравнения (6) находим величину скорости

метеороида на высоте максимального торможения H_* :

$$V_* = V_0 \exp(-0.5) \approx 0.606V_0. \quad (8)$$

Величина максимального торможения тела следует из соотношения (6):

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_* = \frac{\cos Z_R}{H^*} V_*^2 \ln\left(\frac{V_*}{V_0}\right) = -0.184 \frac{V_0^2 \cos Z_R}{H^*}. \quad (9)$$

Представим барометрическую формулу для распределения плотности атмосферы с высотой в виде

$$\frac{dH}{H^*} = -d \ln \rho. \quad (10)$$

Учитывая формулы (2), (4) и (10), получим следующее соотношение для произвольной высоты:

$$\frac{d \ln V}{d \ln \rho} = -\frac{\rho(H)}{K}. \quad (11)$$

Применив формулу (11) для высоты максимального торможения, получим

$$\frac{d \ln V_*}{d \ln \rho_*} = -\frac{\rho(H_*)}{K} = \ln\left(\frac{V_*}{V_0}\right) = -\frac{1}{2}. \quad (12)$$

Соотношение (12) дает возможность определить плотность атмосферы на высоте максимального торможения, а из зависимости (10) — и саму высоту:

$$H_* = H^* \ln\left(\frac{2\Gamma S_0 H^* \rho_0}{m_0 \cos Z_R}\right), \quad (13)$$

где ρ_0 — плотность атмосферы на нулевой высоте.

Нетрудно получить, что суммарная масса атмосферы в цилиндрическом объеме, образованном пролетом метеорного тела до высоты H_* , равна

$$\frac{S_0 H^* \rho(H_*)}{\cos Z_R}. \quad (14)$$

Подставив в (14) значение $\rho(H_*)$ из (12) и K из (4), получим, что эта масса атмосферы равна начальной массе метеороида m_0 . Об этом мне сообщал ранее профессор Г. А. Тирский. Результат позволяет оценить предельную максимальную массу $m_{0\max}$ метеорного тела, которое будет иметь максимальное торможение в пределах земной атмосферы. Поскольку такая масса определяется максимальным торможением вблизи поверхности Земли, подставим в (14) $\rho(H_*) = \rho_0$ и величину миделя в виде $S_0 = A(m_{0\max})^{2/3} \delta^{-2/3}$, где A — коэффициент формы тела (для сферического тела $A = 1.21$), δ — плотность метеороида. Приравняв выражение (14) массе $m_{0\max}$, получим, что максимальная масса такого метеороида не зависит от скорости, а определяется лишь плотностью тела и $\cos Z_R$. При плотности 3 г/см^3 и $\cos Z_R = 1.0 \dots 0.5$ максимальная масса не превышает 10^9 г , или максимальный диаметр тела составляет 8.6 м, а не 100 м, как считают авторы работы [19]. Метеороиды, массы которых превышают 10^9 г , формально будут иметь максимальные торможения ниже поверхности Земли и при падении будут образовывать взрывные кратеры [7]. Нетрудно прове-

ритель, что сказанное верно и при движении тела в среде с постоянной плотностью.

2. $S \neq \text{const}$

Поскольку этот случай рассматривался в работе [7], приведем лишь основные соотношения, которые необходимы для последующих вычислений.

Уравнение разрушения метеороида запишем в виде

$$Q \frac{dm}{dt} = - \frac{\Lambda S \rho V^3}{2}, \quad (15)$$

где Q — энергия, которая необходима для испарения или для удаления с поверхности метеороида единицы массы, Λ — коэффициент теплопередачи, определяющий ту часть энергии атмосферных молекул, которые они передают поверхности тела. В случае больших тел, движение которых сопровождается ударными волнами, под коэффициентом Λ понимают ту часть лучистой энергии, которая передается от ударной волны к поверхности метеороида. Совместное интегрирование уравнений (1) и (15) дает формулу Фишера [17] — зависимость массы и скорости метеороида на произвольной высоте от их начальных значений:

$$m = m_0 \exp \left[- \frac{\sigma(V_0^2 - V^2)}{2} \right], \quad (16)$$

где $\sigma = \Lambda/(2\Gamma Q)$ — коэффициент абляции. В данном случае условие максимального торможения определяется соотношением

$$[E_i(U_0) - E_i(U_*)](1 - U_*) \exp(-U_*) = 1, \quad (17)$$

где

$$E_i(U) = \int_{-\infty}^U \frac{\exp t dt}{t}$$

— интегральная показательная функция. Здесь $U_0 = \sigma(1 - \mu)V_0^2/2$, μ — параметр формы тела, $U_* = \sigma(1 - \mu)V_*^2/2$. Формула (17) в неявном виде определяет зависимость скорости метеороида на высоте максимального торможения от его начальной скорости, т. е. $V_*(V_0)$. Для последующих вычислений зависимость (17) представим достаточно точной аппроксимацией для всего диапазона метеорных скоростей и значений параметров σ и μ :

$$U_* = \text{th}(0.35U_0), \quad (18)$$

или

$$V_* = \left\{ 2 \text{th} [0.175 \sigma (1 - \mu) V_0^2] / \sigma (1 - \mu) \right\}^{1/2}.$$

На основании соотношения (18) получаем формулу для максимального торможения в зависимости от начальной скорости:

$$\left[\frac{dV}{dt} \right]_* = - \frac{\text{th} [0.175 \sigma (1 - \mu) V_0^2] \cos Z_R}{\{1 - \text{th} [0.175 \sigma (1 - \mu) V_0^2]\} H^* \sigma (1 - \mu)}. \quad (19)$$

Высоту максимального торможения метеороида определим из совместного решения (19) и уравнения торможения, записанного для высоты H_* :

$$\left[\frac{dV}{dt} \right]_* = - \frac{\Gamma A_0}{m_0^{1/3} \delta^{2/3}} \exp [0.5 \sigma (1 - \mu) (V_0^2 - V_*^2)] \rho(H_*) V_*^2.$$

Поэтому зависимость для плотности атмосферы на высоте максимального торможения получим в виде

$$\rho(H_*) = \frac{m_0^{1/3} \delta^{2/3} \cos Z_R \exp\{\text{th}[0.175\sigma(1-\mu)V_0^2] - 0.5\sigma(1-\mu)V_0^2\}}{2\Gamma A_0 H_*^* \langle 1 - \text{th}[0.175\sigma(1-\mu)V_0^2] \rangle},$$

из которой следует значение высоты H_* . Массу тела m_* в области максимального торможения определяем по формуле (16).

Приведенная методика позволяет получать все необходимые параметры метеороида на высоте максимального торможения для случаев постоянного и переменного миделей.

Тепловой взрыв и вспышка блеска болида на высоте максимального торможения обусловлены кратковременным (на небольшом участке высот) испарением значительного количества диспергированного метеорного вещества. Из энергетических соображений время полного испарения массы метеороида в области H_* происходит на участке высот

$$\Delta H_* = \frac{2M_* Q \cos Z_R}{S_* \rho_* V_*^2}$$

или в течение времени

$$\Delta t_* = \frac{2M_* Q}{S_* \rho_* V_*^3}.$$

Потеря энергии телом на торможение на единицу массы за это время равна

$$\frac{\Delta E_*}{M_*} = V_* \left[\frac{dV}{dt} \right]_* \Delta t.$$

В качестве примера последняя величина для Тунгусского явления и метеороида Стерлитамак [5, 6] соответственно равна: $1.2 \cdot 10^5$ Дж/г и 6 кДж/г. Происходит это на интервалах высот 130 и 900 м соответственно. Необходимо отметить, что участки высот здесь существенно завышены. В обоих случаях эффективный мидель испарения был значительно больше принятого S_* для монолитного тела. В случае метеороида Стерлитамак во время вспышки испарилось не более $0.1m_*$ — остальная масса выпала на Землю. Поэтому период вспышки завышен более чем на порядок, т.е. вспышка блеска происходит на небольшом интервале высот, значительно меньшем высоты однородной атмосферы. Потеря телом энергии на торможение за это время превосходит энергию, которая необходима для полного испарения всего тела. Поэтому взрыв можно считать точечным и применять известную теорию взрыва в среде с экспоненциально изменяющейся плотностью [3, 4]. Согласно этой теории скорость распространения взрывной волны в неоднородной атмосфере зависит от направления: при перемещении вниз, в направлении самого высокого возможного увеличения плотности, взрывная волна замедляется и максимально уменьшает энергию; при перемещении вертикально вверх, в направлении максимального уменьшения плотности, взрывная волна ускоряется и в пределах ограниченного времени «прорывает» атмосферу. Взрывная волна уходит вниз на расстояние не более $2H_*$, а в перпендикулярном направлении на высоте взрыва — на расстояние приблизительно $3.5H_*$. Дальше распространяется упругая или звуковая волна. Таким образом, если тепловой взрыв метеороида произойдет на высоте больше 15 км, то к поверхности Земли взрывная волна не дойдет.

Достижение метеорным телом высоты максимального торможения — условие необходимое, но не достаточное для того, чтобы произошел взрыв. Известны метеороиды, которые достигали высоты максимального торможения, но взрыв не происходил (например, болиды Kourim, Лост Сити). Согласно результатам болидной Сети Прерий [22, 23] приблизительно

Таблица 1. Значение параметров трех метеороидов-болидов на высоте максимального торможения

Болид	Наблюдения				$S = \text{const}$			$S \neq \text{const}$			
	V_* , км/с	dV/dt , км/с ²	m_* , кг	H_* , км	V_* , км/с	dV/dt , км/с ²	H_* , км	V_* , км/с	dV/dt , км/с ²	m_* , кг	H_* , км
Kourim	15.45	-17.2	9	34.2	16.7	-10.0	14.9	15.6	-17.4	20	30.0
Куня—Ургенч			1000	10—15	7.9	-2.2	15.2	7.6	-4.8	990	14.8
EN171101 [29]			450	—	11.2	-5.8	13.1	10.4	-9.9	800	15.7

30 % метеороидов, начальные массы которых не меньше 1 кг, достигли высот $H \leq 30$ км. Только некоторые из них образовали тепловые взрывы в нижних слоях атмосферы.

Если по приведенной методике рассчитать основные параметры метеороидов на высоте максимального торможения, имеющих начальные массы от 10^9 до 10^8 г и скорость входа в атмосферу 18 км/с, как наиболее вероятную для астероидных тел, получим: высоты $H_* = -0.3...5.6$ км, скорость $V_* = 10.9$ км/с, торможение $(dV/dt)_* = -6.0$ км/с², масса $m_* = 0.77m_0$. Кроме того, обе модели ($S = S_0 = \text{const}$ и $S \neq \text{const}$) дают тождественные результаты, т. е. для тел таких масс уже можно применять формулы для случая постоянного миделя. Результаты вычислений и данные, полученные из наблюдений, для болидов Kourim (EN220495) [27], Куня—Ургенч [1, 9] и EN171101 [28] приводим в табл. 1.

Принимаем такие исходные данные. Метеороид Kourim: $m_0 = 1.09 \cdot 10^5$ г, $V_0 = 27.5$ км/с, $Z_R = 57.5^\circ$, $\delta = 2.5$ г/см³, $\sigma = 6.25 \cdot 10^{-13}$ с²/см²; метеороид Куня—Ургенч: $3.0 \cdot 10^6$ г, 13.0 км/с, 60° , 3.32 г/см³, $2 \cdot 10^{-12}$ с²/см²; метеороид EN171101: $4.3 \cdot 10^6$ г, 18.48 км/с, 50° , 3.0 г/см³, $1.5 \cdot 10^{-12}$ с²/см². Используются следующие значения параметров: $H^* = 7$ км, $A = 1.65$, $\mu = 0.4$. Данные, приведенные в табл. 1, свидетельствуют, что для болида Kourim, имеющего детальные наблюдательные характеристики, вычисленные параметры при $S \neq \text{const}$ близки к наблюдаемым величинам. Использование же модели $S = S_0 = \text{const}$ для масс тел порядка 10^5 г приводит к значительным ошибкам. Для масс порядка 10^6 г для обеих моделей вычисленные высоты и скорости близки между собой, но торможения существенно различны. Видимо, для болида EN171101, как и для болида Kourim, высота максимального блеска H_m не совпадает с высотой максимального торможения, так как из кривой блеска болида EN171101 следует, что $H_m \approx 30.5$ км, а вычисленная высота $H_* \approx 16$ км.

О ТУНГУССКОМ ЯВЛЕНИИ

Поскольку продолжают появляться работы о Тунгусском феномене, порожденном монолитным телом (например, [18]), рассмотрим на основании приведенной выше методики возможность достижения таким телом высоты максимального торможения. Выберем наиболее вероятные значения основных исходных величин. Согласно анализу, проведенному в монографии [2], $m_0 = 2 \cdot 10^{12}$ г, $V_0 = 31$ км/с, $Z_R = 75^\circ$. Высота взрыва, вероятно, находится в интервале высот от 5 до 15 км. Минимальное значение, равное 5.3 км, принимаем согласно работам Фесенкова [12, 13]. Она определена на основании скорости распространения воздушной волны (317.9 м/с), обошедшей земной шар.

Из приведенных данных следует, что начальная энергия Тунгусского явления равна $9.6 \cdot 10^{17}$ Дж ≈ 230 Мт ТНТ. Важной характеристикой является величина энергии, которая выделилась при взрыве. На основании различных оценок она составляет приблизительно $4 \cdot 10^{16}$ Дж, т. е., если скорость на высоте H_* равна около 19 км/с, то масса уменьшилась приблизительно на порядок и равна $2 \cdot 10^{11}$ г. Использование приведенных выше зависимостей для плотности метеороида от 1.0 до 7.0 г/см³ приводит к однозначному результату: высота максимального торможения (высота взрыва) $H_* < 0$, т. е. находится ниже поверхности Земли. Если принять максимальные значения коэффициента абляции и высоты однородной атмосферы ($5.5 \cdot 10^{-12}$ с²/см² и $8.0 \cdot 10^5$ см соответственно), то можем получить $H_* \approx 5.5$ км. Но это не реальный случай, поскольку из-за чрезвычайно высокого коэффициента абляции остаточная масса тела на этой высоте будет составлять от нескольких сот грамм до нескольких килограмм. Почти вся масса метеороида будет израсходована на пути до высоты H_* , и необходимого взрыва не будет. Поэтому на основании модели монолитного тела при использовании вышеприведенных параметров объяснить Тунгусское явление не представляется возможным. Используя принятое значение начальной массы и обобщенную зависимость для интегральной функции притока (21), получим, что среднее время между двумя явлениями, подобными Тунгусскому, составляет 1300 лет.

О ПРИТОКЕ КРУПНЫХ МЕТЕОРОИДОВ

В недавней работе [16] приведены результаты обработки наблюдений вспышек крупных метеороидов в атмосфере Земли, полученные с помощью геостационарных спутников США. За 8.5 лет (с февраля 1994 по сентябрь 2002 гг.) зарегистрировано 300 таких явлений. На основании данных оптических энергий этих болидов, скорости их входа в атмосферу 20.3 км/с и плотности метеороидов 3 г/см³, получено распределение диаметров падающих тел. Принятая величина скорости близка к 21 км/с, которая следует из данных каталогов [22, 23] для тел, начальная масса которых не меньше 1 кг [8]. Полученное в работе [16] интегральное распределение диаметров тел мы преобразовали в распределение масс:

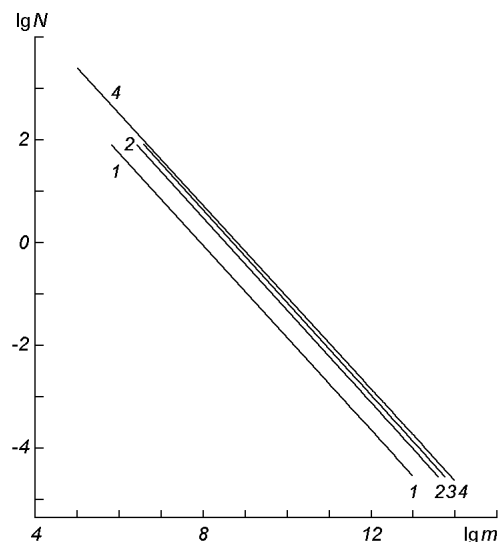
$$\lg N_R = 7.146 - 0.90 \lg m, \quad (20)$$

где N_R — поток тел с массами не меньше m (в граммах) за год на всю Землю. На основании интервала наблюдаемых энергий $3.2 \cdot 10^2$ — $5.0 \cdot 10^5$ кт получен интервал масс $6.5 \cdot 10^5$ — $1.0 \cdot 10^{13}$ г. Для сравнения с формулой (20) приводим полученную нами обобщенную интегральную функцию притока космических тел на Землю:

$$\lg N_K = 7.86 - 0.892 \lg m, \quad (21)$$

которая представляет собой среднее из двух зависимостей, полученных из различных источников и приведенных в работе [8]. Кривые (20) и (21) почти не отличаются величиной наклона (или параметром, характеризующим распределение тел по массе), но имеется значительный сдвиг по ординате. Мы полагаем, что такое различие может быть связано с тем, что энергии вспышек (взрывов), которые происходят глубоко в атмосфере — на высотах максимальных торможений — авторы приписывают энергиям тел при входе в атмосферу. Принимаем следующее первое приближение: все тела рассматриваемого интервала масс достигли высоты H_* и взорвались. Вся оставшаяся масса метеороида на высоте H_* ушла во вспышку. (Послед-

Интегральные кривые притока космических тел: 1 — зависимость (20), полученная на основании данных работы [16], 2 — результат первого приближения (22), 3 — результат второго приближения (23), 4 — функция притока для данного интервала масс, выведенная нами на основании работы [8]



нее возможно только в случае кометных тел). Если скорость при входе в атмосферу была 20.3 км/с, то при взрыве она будет равной приблизительно 12 км/с, масса тела станет равной $0.78m_0$. Тогда получим исправленные интервалы начальных энергий $0.13...2.0 \cdot 10^6$ кт и начальных масс $2.6 \cdot 10^6...4.1 \cdot 10^{13}$ г. В этом случае интегральное распределение потока получим в виде

$$\lg N'_R = 7.685 - 0.90 \lg m. \quad (22)$$

В зависимости (22) по сравнению с формулой (20) сдвиг по ординате уменьшился в четыре раза, и она существенно приблизилась к (21) (см. рисунок). Среди наблюдаемых явлений имеются такие, начальные массы которых превышают 10^9 г. Исходя из предыдущих вычислений, мы утверждаем, что все полученные в работе [16] вспышки метеороидов, исправленные массы которых заключены в интервале $10^9...4.1 \cdot 10^{13}$ г, вызваны кометными телами низкой плотности, полностью разрушающимися на высотах H_* . Другими словами, все вспышки, энергии которых превышают 20 кт, порождены кометными телами. Согласно приведенным зависимостям, в данной выборке их не больше двух.

По крайней мере тот болид, который зарегистрирован 6 июля 2002 г. (рис. 1 работы [16]) над Средиземным морем и оценка энергии которого составляет 26 кт, порожден кометным телом. При его обработке необходимо было бы принимать плотность тела 1 г/см^3 и большую начальную скорость ($\approx 30 \text{ км/с}$).

Согласно зависимости (21) наибольшее тело, которое падает на Землю в течение года, имеет массу $6.6 \cdot 10^8$ г. При начальной скорости 20.3 км/с такое тело не достигает высоты максимального торможения в пределах земной атмосферы, так как для него $H_* = -1.5 \text{ км}$. При данной скорости граничное значение массы (при $H_* = 0 \text{ км}$) равно $4 \cdot 10^8$ г. Если мы рассматриваем разрушение монолитных тел, то до высоты максимального торможения расходуется масса, приблизительно равная $0.2m_0$. После вспышки (взрыва) на высоте H_* остается масса $0.3m_0$. Оценку неразрушенной после вспышки массы мы получили как среднюю из данных о выпавших массах метеороидов Сихотэ-Алиня, Стерлитамака и Куня-Ургенч. Таким образом, в наблюдаемых вспышках расход массы составляет приблизительно $0.5m_0$. Оставшаяся после вспышки (взрыва) масса либо целиком, либо в

Из решения задачи о напряженно-деформированном состоянии упругой сферы [11] следует, что сжимающие напряжения будут максимальными в критической точке, где они составят ρV^2 , растягивающие — в точке, диаметрально противоположной к критической, т. е. на тыльной стороне тела, где составят $0.365\rho V^2$, а касательные ($0.265\rho V^2$) — внутри сферы на расстоянии $0.25\text{--}0.35$ радиуса от центра на окружности при $\varphi = 60^\circ$. Разрушение происходит либо путем сдвига (среза), которому наиболее подвержены пластические материалы, — ответственными будут наибольшие касательные напряжения; либо путем отрыва, которому подвержены хрупкие материалы, а ответственными будут наибольшие растягивающие напряжения. Поскольку наименьшим предельным значением прочности большинства материалов является прочность на сдвиг σ_τ^* : приблизительно в четыре раза меньше предельной прочности на растяжение σ_p^* и значительно меньше предельной прочности на сжатие σ_c^* , условие разрушения тела можно записать в виде

$$\rho V^2 \approx 4\sigma_\tau^* \approx \sigma_p^*. \quad (24)$$

При достижении такого давления тело будет разрушаться (раскалываться) на большие фрагменты.

Для сравнения с данными табл. 3 вычислим аэродинамические нагрузки для метеороидов — болидов Kourim и EN171101 на высоте H_* . Получим, соответственно: 0.29 и 2.0 кН/см². Видим, что эти величины близки к значениям σ_p^* , приведенным в табл. 3. Чем массивнее тело, тем вероятнее наличия в нем больших дефектов и тем вероятнее его разрушение на большие фрагменты. Поэтому согласно статистической теории разрушения тел

$$\sigma_m = \sigma_m^1 \left(\frac{m^1}{m} \right)^\alpha,$$

где σ_m , σ_m^1 — предельные значения прочности тела при значении массы m и m^1 соответственно. Масштабный фактор α для гранита равен $1/6$ (растяжение) и $1/12$ (сжатие); для стали он равен $1/25$. Например, для каменного тела при отношении масс $m^1/m = 0.1$ и $\sigma_m^1 = 0.5$ кН/см² получим $\sigma_m = 0.34$ кН/см², т. е. при увеличении массы на порядок предельная прочность уменьшается в полтора раза.

В дальнейшем наиболее прочные фрагменты прекратят разрушение, другие будут прогрессивно дробиться до самых мелких частиц. Для частиц, имеющих размер около 1 см, существенным механизмом разрушения, кроме испарения, будет терморазрушение, вызванное радиальным градиентом температуры. Решение этой задачи [14] показывает, что радиальное напряжение, оставаясь внутри частицы растягивающим, увеличивается от нуля на поверхности до следующего значения в центре:

Таблица 3. Предельные значения прочности некоторых материалов

Материал	На растяжение, σ_p^* , кН/см ²	На сжатие, σ_c^* , кН/см ²
Камень	0.5	20
Метеоритный камень	3	—
Гранит, мрамор	0.2	—
Железо	4.4	35
Сихотэ-Алинь	4.4	41

$$\sigma_r = \frac{0.386\alpha_T E \Delta T}{1 - \nu}. \quad (25)$$

Здесь $\alpha_T = 5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ — коэффициент линейного расширения, E — изотермический модуль упругости (модуль Юнга): 180 кН/см^2 — для камня; 19000 кН/см^2 — для железа; $\Delta T \approx 10^3 \text{ K}$ — перепад температуры; $\nu = 0.25$ — коэффициент Пуассона. Из формулы (25) следует, что максимальные радиальные напряжения в центре частицы равны: 0.46 и 49 кН/см^2 для каменной и железной частицы соответственно. Сравнивая с данными табл. 3, можем утверждать, что такие напряжения способны разрушить (в данном случае — взорвать) частицы. Это напряжение достигается за время [14]:

$$t_m = \frac{0.575r^2}{\pi^2 b^2},$$

где $b^2 = \lambda/\delta c$ — коэффициент температуропроводности, λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость. Для каменного тела при $r = 1.0 \dots 0.5 \text{ см}$ время $t_m = 6.6 \dots 1.6 \text{ с}$. Сравним это время со временем полного испарения частицы, которое определяется формулой

$$t_2 = t_0 \ln \left[1 + \frac{3Q\delta^{2/3} m_0^{1/3} x_0}{4\Lambda A t_0 \lambda (T_p - T_0)} \right],$$

где $t_0 = H^*/V \cos Z_R$ — время, за которое метеороид пролетает участок высот, равный шкале высот; T_p — температура поверхности метеороида, при которой начинается интенсивное испарение (разрушение). Оценки показывают, что время испарения t_2 меньше за время t_m для частиц, радиус которых $r \geq 0.7 \text{ см}$. Частицы, имеющие размеры $x_0 \leq r < 0.7 \text{ см}$, будут разрушены термонапряжениями и превращены в пыль, которая тут же испарится. Величина x_0 равна глубине прогрева, т. е. той глубине, где температура в e раз меньше поверхностной. Разогретое газообразное облако расширяется и создает вспышку блеска болида (тепловой взрыв).

Для нескольких известных метеороидов — болидов на высоте максимального торможения вычислим интенсивность излучения взрывной волны, абсолютную звездную величину вспышки и температуру. Интенсивность излучения взрывной волны запишем, используя уравнения физической теории метеоров (1) и (15):

$$I_* = -\beta_* \frac{d}{dt} \left[\frac{mV^2}{2} \right]_* = -\beta_* m_* V_* \left[\frac{dV}{dt} \right]_* (1 + 0.5\sigma_* V_*^2), \quad (26)$$

где $\beta_* = \beta_0 V_*$ — коэффициент эффективности излучения, $\beta_0 = 5 \cdot 10^{-10}$ [25]. С другой стороны,

$$I_* = S_* \sigma_s T_*^4, \quad (27)$$

где S_* — площадь поверхности ударной волны во вспышке, σ_s — постоянная Стефана—Больцмана. На основании (26) и (27) температура за фронтом ударной волны будет определяться зависимостью

$$T_* = \left[\frac{\beta_0 m_* V_*^2 (1 + 0.5\sigma_* V_*^2)}{S_* \sigma_s} \left(-\frac{dV}{dt} \right)_* \right]^{1/4}. \quad (28)$$

Температура, определяемая формулой (28), слабо зависит от S_* . До вспышки величина ε отхода ударной волны от тела $\approx 0.1r$ [10]. Во вспышке

Таблица 4. Параметры выбранных метеороидов и результаты расчетов

Параметр	Тунгусский	Сихотэ-Алинь	Стерлитамак	Куня-Ургенч	Kourim	Лост Сити
m_0 , т	$2 \cdot 10^6$	100	5	3	0.109	0.49
δ , г/см ³	1.0	7.6	7.6	3.32	2.5	3.73
V_0 , км/с	31	15	15	13	27.53	14.2
Z_R , град	75	45	43	60—70	57.5	52.3
H_* , км	5.3	9.2	10.5	14.8	34.15	25.5(о) 27.9(с)
V_* , км/с	17.7	6.2	9.0	7.6	15.45(о) 15.58(с)	8.3
$(dV/dt)_*$, км/с ²	-9.5	-5.1	-5.0	-4.8	-17.2(о) -18.8(с)	-4.2(о) -3.7(с)
m_* , т	$(1.8...4.5) \cdot 10^5$	50	1.2	0.99	0.009	0.28
σ_* , 10^{-13} с ² /см ²	4.6	2.5	5	6.7	9.6	4
Масса метеорита, т	—	50	1	1	—	0.017
I_* , МДж/с	$(4.6...12) \cdot 10^7$	510	29	16	3.96	4.6
$M_*^{(c)}$	-27.4 ^m ...-28.4 ^m	-15.0 ^m	-11.9 ^m	-11.2 ^m	-9.7 ^m	-9.9 ^m
$M_*^{(o)}$					-9.5 ^m	-10.0 ^m
$T_*^{(c)}$, К	11000...16000	4000	3700	2900	5600	2600
$P(H_*)$, кН/см ²	21	2.6	1.4	1.2	0.114	1.4
Прочность, кН/см ²	0.01—0.1	4.4	4.4	0.2	0.2	0.2

ε будет значительно больше. Если принять, что во вспышке ε увеличится от одного до двух порядков, то из-за низкой степени в формуле (28) величина поверхности ударной волны, а значит и температура, изменится всего в 1.4...3.3 раза. Абсолютную звездную величину вспышки M_* определим на основании формулы для визуальной системы звездных величин [25]:

$$\lg I_* = 9.72 - 0.4M_*. \quad (29)$$

Используя соотношения (26)—(29), для выбранных болидов вычислим значения I_* , M_* и T_* в области максимального торможения. В табл. 4 приведены результаты вычислений, а также, где это возможно, данные наблюдений. Здесь также приведены аэродинамические нагрузки на высоте максимального торможения и, для сравнения, прочность вещества метеороидов. Вычисленные величины отмечены символом «(с)», наблюдаемые — «(о)». Для болидов Kourim и Лост Сити, например, вычисленные абсолютные звездные величины практически совпадают с наблюдаемыми: $M_*^{(c)} = -9.7^m$ и -9.9^m ; $M_*^{(o)} = -9.5^m$ и -10.0^m соответственно. Вычисленные скорости и торможения для болида Kourim также очень близки к полученным из наблюдений.

1. Бронштэн В. А. Астрономические условия падения и орбита метеорита Куня—Ургенч // Письма в Астрон. журн.—1999.—25, № 2.—С. 153—155.
2. Бронштэн В. А. Тунгусский метеорит: история исследования. — М.: А. Д. Сельянов, 2000.—311 с.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.—688 с.
4. Компанец А. С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере // ДАН СССР.—1960.—130, № 5.—С. 1001—1003.
5. Кручиненко В. Г. Определение физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак // Астрон. вестн.—1992.—26, № 4.—С. 104—112.
6. Кручиненко В. Г. Анализ изменения физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак вдоль пути // Астрон. вестн.—1993.—27, № 6.—С. 87—94.
7. Кручиненко В. Г. Метеоритные кратеры на поверхности Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 6.—С. 507—518.

8. Кручиненко В. Г. Приток космических тел на Землю в широком интервале масс // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 2.—С. 114—127.
9. Мухамедназаров С. Наблюдения болида и падения первого крупного метеорита в Туркменистане // Письма в Астрон. журн.—1999.—25, № 2.—С. 150—152.
10. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика болидов. — М.: Наука, 1995.—237 с.
11. Фадеенко Ю. И. Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва.—1967.—№ 2.—С. 276—280.
12. Фесенков В. Г. О воздушной волне, произведенной падением Тунгусского метеорита 1908 г // Метеоритика.—1959.—Вып. 17.—С. 3—7.
13. Фесенков В. Г. О кометной природе Тунгусского метеорита // Астрон. журн.—1961.—38, № 4.—С. 577—592.
14. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. — М.: Физматгиз., 1963.—252 с.
15. Berezhnoi A. A., Shevchenko V. V., Klumov B. A., Fortov V. E. Collision of a comet with Jupiter: Determination of fragment penetration depths the molecular spectra // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.—1996.—63, N 6.—P. 387—391.—(1996 American Institute of Physics. [S0021-3640(96)00106-5]).
16. Brown P., Spalding R. E., ReVelle D. O., et al. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // Nature.—2002.—420.—P. 314—316.
17. Fisher W. I. Mass and velocity of meteorites and the air density along their luminous paths // Harv. Circ.—1934.—N 385.—P. 1—16.
18. Foschini L. A solution for the Tunguska event // Astron. and Astrophys.—1999.—342.—P. L1—L4.
19. Hills J. G., Goda P. Demage from the impacts of small asteroids // Planet Space Sci.—1998.—46.—P. 219—229.
20. Kruchinenko V. G. The Explosion in the Jupiter Atmosphere // Proc. of European SL/Jupiter Workshop / Eds R. West, H. Bohnhard. — 1995.—P. 287—292.
21. Kruchinenko V. G. The collision of the comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter // Astron. and Astrophys. Transactions.—1997.—13.—P. 191—197.
22. McCrosky R. E., Shao C.-Y., Posen A. Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // Center for Astrophys. Prep. Ser.—1976.—N 665.—13 p.
23. McCrosky R. E., Shao C.-Y., and Posen A. Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for Astrophysics. Prep. Ser.—1977.—N 721.—61 p.
24. Nemtchinov I. V., Svetsov V. V., Kosarev I. B., et al. Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors // Icarus.—1997.—130, N 2.—P. 259—274.
25. Opik E. J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere. — New York: Interscience Publ., 1958.—174 p.
26. ReVelle D. O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // Ann. N. Y. Acad. Sci.—1997.—822.—P. 284—302.—(Near-Earth Objects / Ed. by J. Remo).
27. Spurny P. Exceptional fireballs photographed in central Europe during the period 1993—1996 // Planetary and Space Science / Spec. Issue: ASTEROIDS, COMETS, METEORS 1996-I. — 1997.—45, N 5.—P. 541—555.
28. Spurny P., Porubcan V. The EN171101—the deepest ever photographed fireball // Proc. of Asteroids, Comets, Meteors (ACM 2002). 29 Juli—2 August 2002. Technical University Berlin. Germany (ESA-500).—Nov. 2002. — P. 269—272.
29. Tagliaferri E. Satellite Observations of Large Meteoroid Impacts // Report at «Workshop on Satellite Observation of Meteoroid Impacts into the Atmosphere», Sandia National Laboratories. — May 1995.

Поступила в редакцию 03.02.04