

УДК 523.682.4

В. Г. Кручиненко, К. И. Чурюмов, Т. К. Чурюмова

Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко
04053 Киев-53, ул. Обсерваторная 3
klivch@mail.ru

Взрыв фрагмента кометного ядра в атмосфере Земли

Проведен анализ данных о тепловых взрывах крупных метеороидов в атмосфере Земли. Исправлена кумулятивная функция притока космических тел с учетом высоты взрыва, определяемой, согласно нашей концепции, максимальным торможением. Это привело к согласию интегральной функции притока, приведенной в работе [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], и ранее полученной нами. Обнаружено, что по крайней мере одно явление из приведенных в работе — результат взрыва кометоида. Показано, что Тунгусский феномен невозможно объяснить в рамках модели монолитного тела.

ВИБУХ ФРАГМЕНТА КОМЕТНОГО ЯДРА В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Кручиненко В. Г., Чурюмов К. І., Чурюмова Т. К. — Виконано аналіз даних теплових вибухів великих метеороїдів в атмосфері Землі. Виправлена кумулятивна функція допливу космічних тіл з врахуванням висоти вибуху, яка, згідно з нашою концепцією, визначається максимальним гальмуванням. Це привело до узгодження інтегральної функції, наведеної в роботі [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], і раніше отриманої нами. Виявлено, що принаймні одне явище з наведених в роботі є результатом вибуху кометоїда. Показано, що Тунгуський феномен неможливо пояснити в рамках моделі монолітного тіла.

AN EXPLOSION OF A COMET NUCLEUS FRAGMENT IN THE EARTH'S ATMOSPHERE, by Kruchynenko V. G., Churyumov K. I.,

Churyumova T. K. — We analysed some data on thermal explosions of large meteoroids in the Earth's atmosphere. The cumulative function of influx of space bodies is corrected with taking into account an explosion height. According to our conception, the explosion height is determined by maximal braking. As the result of this, the integral function of influx from the paper of Brown P. et al. [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] and one derived by the authors earlier are in good agreement. It is found that at least one phenomenon from the paper is a result of an explosion of a comet nucleus fragment. It is shown that the Tunguska phenomenon can not be explained within the framework of a monolithic body model.

ВВЕДЕНИЕ

Еще Уиппл [38] определил, что скорость пополнения пылевого вещества (в основном кометного происхождения), поступающего в межпланетное пространство и необходимого для квазистабильного состояния зодиакального облака, составляет от 10 до 20 т в секунду.

Согласно работе [21] средняя пространственная плотность межпланетного вещества составляет 10^{-22} г/см³, причем основная его масса (приблизительно 45 %) заключена в частицах с массами m от 10^{-6} до 10^{-4} г. На основании анализа взаимных столкновений и дроблений, радиационного давления и эффекта Пойнтинга — Робертсона время жизни частиц с массами от 10^{-4} до 1 г на расстоянии 1 а. е. от Солнца равно 10^4 лет. От разрушительных столкновений в интервале расстояний $0.03 < r < 1$ а. е. от Солнца образуется и выталкивается световым давлением около 9 т вещества мелких частиц за секунду. Потерянное вещество пополняется за счет кометной (в основном) и астероидной составляющих, а также за счет частиц с массами $10^{-13} \dots 10^{-11}$ г, движущихся к Солнцу с небольшими угловыми орбитальными моментами, т. е. по спирали под действием эффекта Пойнтинга — Робертсона. Они обнаружены в космических экспериментах «Пионер-8», «Пионер-9», «Гелиос» и NEOS-2 и названы β -метеороидами в работе [20].

Вследствие эффекта Пойнтинга — Робертсона из объема в интервале расстояний $0.03 < r < 1$ а. е. от Солнца уходит всего лишь 0.26 т вещества за секунду. Из-за столкновительных разрушений мелкие частицы в поле давлений солнечной радиации переходят на гиперболические орбиты и образуют так называемые β -метеороиды, движущиеся от Солнца [15, 16, 39]. Данные космических аппаратов «Пионер-8» и «Пионер-9» показали, что β -метеороиды — наименьшие частицы в Солнечной системе ($m \approx 10^{-13}$ г). Они также выявлены при измерениях на космическом аппарате «Гелиос» [20]. Наибольшие частицы ($m \gg 10^{-11}$ г), определенные в этих экспериментах, показывают наибольший угловой момент орбит.

ПОТОК МЕТЕОРОИДОВ НА ЗЕМЛЮ

Сегодня известно уже значительное количество случаев взрыва крупных метеороидов в атмосфере Земли. Об этом свидетельствуют и данные регистраций болидов наземными установками [33, 34], и результаты измерений в атмосфере ярких световых вспышек фотодиодами корпорации “Sandia Laboratories”, которые были установлены на геостационарных спутниках США [16, 29, 35], а также данные измерений акустически-гравитационных волн от тепловых взрывов метеороидов [31]. По крайней мере для восьми случаев вхождения космических тел в атмосферу Земли, яркие болиды которых наблюдались инструментально, определены топо-, гео- и гелиоцентрические орбиты и найдены их остатки-метеориты: Пржибрам (Чехия, апрель 1959), Лост Сити (США, январь 1970), Иннисфри (Канада, февраль 1977), Пиксхилл (США, октябрь 1992), Сент-Роберт (июнь 1994), Тэгиш Лэйк (Канада, январь 2000), Моравка (Чехия, май 2000), EN171101 (Украина, ноябрь 2001).

На основании анализа данных таких феноменов, как Тунгусский, Сихотэ-Алинь, Стерлитамак и др. мы впервые [24] высказали предположение, что тепловые взрывы крупных метеороидов, и как следствие, вспышки блеска, происходят в области высот H^* максимального торможения тел. Идея теплового взрыва на высоте максимального торможения была подтверждена нами при изучении разрушения фрагментов ядра кометы Шумейкер — Леви 9 в атмосфере Юпитера [24, 25]. 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 [14]. 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.

Очевидно, высота максимального торможения метеороида определяется из условия равенства нулю второй производной скорости по времени. Иногда под областью максимального торможения неверно понимают область задержки метеорного тела, которая соответствует равенству силы тяжести и силы аэродинамического сопротивления. При расчетах параметров на высоте максимального торможения возможны два варианта: мидель S тела постоянен, когда потерей массы при движении тела в атмосфере можно пренебречь, и случай, когда мидель зависит от времени t или от высоты H . Первый случай можно использовать при рассмотрении очень больших тел, для которых влияние атмосферы Земли минимально и которые достигают поверхности нашей планеты практически без потери скорости и массы, либо для

очень мелких метеорных частиц, так называемых микрометеоритов Уиппла [36, 37]. Последние входят в атмосферу Земли с космическими скоростями, но из-за теплового излучения и торможения метеорами не становятся, массы не теряют и превращаются в аэрозоли.

Нами разработана методика, которая позволяет получать все необходимые параметры метеороида и болида на высоте максимального торможения для обоих указанных выше случаев [9].

Нетрудно получить, что суммарная масса атмосферы в цилиндрическом объеме, образованном пролетом метеороида до высоты максимального торможения H_* , равна

$$\frac{S_0 H^* \rho(H_*)}{\cos Z_R}, \quad (1)$$

где S_0 — поперечное сечение тела (мидель), H^* — высота однородной атмосферы (шкала высот), $\rho(H_*)$ — плотность атмосферы на высоте H_* над земной поверхностью, Z_R — зенитное расстояние радианта. Все параметры на высоте максимального торможения будем отмечать звездочкой в нижнем индексе, индекс «0» указывает на величину параметра при входе в атмосферу.

Подставим в (1) значения $\rho(H_*)$ из зависимости

$$\frac{d \ln V_*}{d \ln \rho_*} = \frac{H_*}{K} \ln \frac{V_*}{V_0} + \frac{1}{2},$$

выведенной в работе [9]. Здесь

$$\frac{S_0 H^*}{m_0 \cos Z_R} = \frac{1}{K} \text{ const},$$

V — скорость тела, Γ — коэффициент сопротивления. Получим, что вышеуказанная суммарная масса атмосферы равна начальной массе метеороида m_0 (точнее $m_0/(2\Gamma)$), но для больших тел $\Gamma \approx 0.5$). Формула (1) позволяет оценить предельную максимальную массу метеорного тела $m_{0\max}$, которое будет иметь максимальное торможение в пределах земной атмосферы. Поскольку такая масса определяется максимальным торможением вблизи поверхности Земли, подставим в (1) вместо $\rho(H_*)$ соответствующее значение плотности атмосферы ρ_0 , а также величину миделя тела в зависимости от массы согласно формуле

$$S_0 = \frac{A m_0^{2/3}}{2^{1/3}}, \quad (2)$$

где A — коэффициент формы, ρ_0 — плотность метеороида. Приравняв массу (1) и $m_{0\max}$, получим

$$m_{0\max} = 1.56 \cdot 10^9 \frac{A H^*}{\cos Z_R}^3. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что максимальная масса такого метеороида не зависит от скорости, а определяется лишь коэффициентом формы, значением шкалы высот, плотностью тела и $\cos Z_R$. Принимая значения параметров: $A = 1.21 \dots 1.65$, $H^* = (6.7 \dots 7.3) 10^5$ см, $\rho = 3$ г/см³ и $\cos Z_R = 1.0 \dots 0.5$, получим $m_{0\max} = 10^8 \dots 10^9$ г.

Таким образом, максимальная начальная масса тела, которое может достигать максимального торможения в пределах земной атмосферы, не превышает 10^9 г. Поэтому максимальный диаметр монолитного каменного тела составляет примерно 8.6 м, а не 100 м, как считалось в работе [23]. Если в формулу (3) подставить плотность железного метеороида (7.8 г/см³), то максимальная масса составит $m_{0\max} = 1.6 \cdot 10^7 \dots 1.7 \cdot 10^8$ г. Метеороиды, массы которых превышают 10^9 г, будут иметь максимальные торможения ниже поверхности Земли (формально), т. е. взрываться будут не в атмосфере, а в поверхностном слое почвы, образуя взрывные кратеры [7].

Вспышка блеска (тепловой взрыв) 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 (удельная энергия равна 8 кДж на 1 г вещества). 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 $2H^*$, 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, большей 15 км, то к поверхности Земли взрывная волна не дойдет. Если бы на такой высоте взорвалось Тунгусское тело, то никаких последствий на поверхности Земли не было бы.

Достижение метеорным телом высоты максимального торможения — условие необходимое, но недостаточное для того, чтобы произошел взрыв. Известны метеороиды, которые достигали высоты максимального торможения, но взрыв не происходил (например болиды Коурим, Лост Сити). Некоторые из болидов Сети Прерий [27, 28] имели вспышки блеска, которые к тепловым взрывам не относятся.

С использованием различных данных регистрации метеорных частиц с помощью космических аппаратов и высотных ракет, результатов оптических и радиолокационных наблюдений метеоров и болидов, акустических волн и взрывов метеороидов в атмосфере Земли, а также выводов относительно лунных кратеров и распределения асте-

роидов, в работе [8] мы получили общее интегральное соотношение для притока космических тел на Землю в широком спектре масс, которое представляем в виде следующей функции:

$$\lg N_c = 7.86 - 0.892 \lg m, \quad (4)$$

где N_c — интегральный поток числа тел с массой не меньше m (в граммах) на всю Землю за год.

Формула (4) дает некоторую среднюю характеристику темпа притока космических тел на Землю. Согласно (4) суммарный приток вещества на Землю равен $1.4 \cdot 10^5$ т/год. Эпик [30] в своем детальном анализе приходит к выводу, что прирост массы Земли в результате «ортодоксальной аккреции», т. е. в результате прямых столкновений частиц с планетой, составляет около $2.5 \cdot 10^5$ т/год с возможным отклонением не более чем в три раза. Это соответствует зависимости (4).

Результаты «Прерийной Сети» [27, 28] содержат данные о наблюдениях 322 болидов, из которых 195 метеороидов, породивших болиды, имеют начальные массы не меньше 1 кг. Примерно 30 % из них (58 метеороидов) достигли высот $H = 30$ км. Один из них (Лост Сити) достиг земной поверхности, хотя в работе [22] считается, что количество метеоритов должно быть от одного до трех. Согласно (4) каждые сутки в атмосферу Земли входит около 418 метеороидов с массами не меньше 1 кг. Около 30 % из них достигают высот 30 км и меньше. Отсюда число метеоритов за год составляет около 800. Оценка числа метеоритных падений, приведенное в других работах, близка к нашей.

На основании уравнения (4) и приведенных данных можно заключить следующее.

Наибольшее тело, которое падает на Землю в течение года, имеет массу $6.6 \cdot 10^8$ г. Такое тело при начальной скорости 20.3 км/с (это значение для крупных тел принимается в работе [16]) не достигает высоты H^* максимального торможения в пределах земной атмосферы, так как для него следует: $H^* = 1.5$ км (условно ниже земной поверхности). При данной скорости граничное значение массы тела, которое будет иметь максимальное торможение вблизи земной поверхности ($H^* = 0$ км) равно $4 \cdot 10^8$ г (его энергия равна 20 кТ ТНТ). В работе [16] получено, что Земля в среднем ежегодно сталкивается с максимальным космическим телом, энергия которого близка к 5 кТ ТНТ (масса 10^8 г). Из работы [35] следует, что эта величина совпадает с нашей оценкой (20 кТ ТНТ).

На основании соотношения (4) оценим частоту притока на Землю крупных метеороидов, массы которых не меньше 10 кг. Результаты вычислений приведены в таблице. Из нее следует, например, что события типа Аризонского или Тунгусского падения (диаметр тунгусского тела 160 м, плотность 1 г/см³, начальная масса $m_0 = 2 \cdot 10^{12}$ г) происходит один раз за период $T = 1 / N_c(m = 2 \cdot 10^{12}) = 1300$ лет.

Средний интервал времени T между двумя падениями тел массы m на Землю согласно функции (1)

m	T
10 кг	26.8 мин
100 кг	3.50 ч
109 кг (Коурим, EN220495)	3.77 ч
1 т	27.2 ч
4.3 т (EN171101 [27])	4.16 сут
10 т	8.84 сут
70 (60) т (Гоба)	50 (44) сут
100 т (Сихотэ-Алинь)	2.3 мес
650 т	1 г.
$5 \cdot 10^3$ т	6.2 г.
$2 \cdot 10^6$ т (Тунгусский, Аризонский)	1300 лет
$2 \cdot 10^8$ т (диаметр 0.5 км)	80 тыс. лет
$1.6 \cdot 10^9$ т (диаметр 1 км)	0.5 млн лет
$2 \cdot 10^{11}$ т (диаметр 5 км)	37 млн лет
$1.6 \cdot 10^{12}$ т (диаметр 10 км)	240 млн лет

В работе [16] приведены результаты обработки наблюдений вспышек крупных метеороидов в атмосфере Земли, полученные с помощью оптических сенсорных датчиков, которые были установлены на геостационарных спутниках США и регистрировали суммарные энергии излучения. За 8.5 лет (с февраля 1994 по сентябрь 2002 гг.) зарегистрировано 300 таких явлений. На основании анализа результатов наблюдения вспышек в работе [16] построена зависимость кумулятивного числа N объектов, сталкивающихся с Землей каждый год с энергией не меньше E (в кТ ТНТ):

$$\lg N = 0.5677 - 0.90 \lg E.$$

Далее был осуществлен переход к интегральному распределению притока тел по диаметрам (D) при плотности тел 3 г/см^3 и скорости входа в атмосферу 20.3 км/с :

$$\lg N = 1.568 - 2.70 \lg D,$$

где D — в метрах.

Для сравнения этой зависимости с зависимостью (4), полученной нами, мы записали предыдущую формулу как функцию массы:

$$\lg N_R = 7.146 - 0.90 \lg m, \quad (5)$$

где N_R — поток тел с массами не меньше m (в граммах) за год на всю Землю. Отметим, что принятая в работе [16] величина скорости близка к значению 21 км/с , которая следует из данных каталогов [27, 28] для тел, начальная масса которых не меньше 1 кг [8].

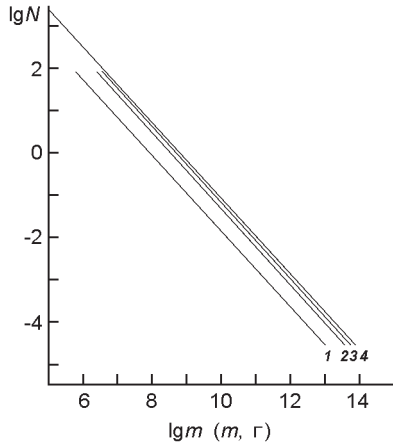


Рис. 1. Интегральные кривые притока космических тел: 1 — зависимость (5), полученная на основании данных работы [16] о распределении по диаметрам, 2 — результат первого приближения (6), 3 — второе приближение (7), 4 — обобщенная функция притока (4)

Зависимость (5) показана прямой 1 на рис. 1. На основании интервала наблюдаемых энергий $3.2 \cdot 10^2 \dots 5.0 \cdot 10^5$ кТ получен интервал масс $6.5 \cdot 10^5 \dots 1.0 \cdot 10^{13}$ г. Сравнение зависимости (5) с нашей обобщенной формулой (4) показывает, что обе кривые почти не отличаются величиной наклона (или параметром, характеризующим распределение тел по массе), но имеется значительный сдвиг по ординате (прямые 1 и 4 на рис. 1).

Мы полагаем, что такое различие может быть связано с тем, что энергии вспышек (которые фактически происходят глубоко в атмосфере — на высотах максимальных торможений H_*) в работе [16] приписываются энергиям тел при входе их в атмосферу: «Принимаем, что общая оптическая энергия каждого явления будет указателем начальной кинетической энергии метеороида».

В этом принципиальная ошибка, поскольку фактически они принимают, что тепловые взрывы метеороидов происходят при входе в атмосферу нашей планеты. Принимаем следующее первое приближение: все тела рассматриваемого интервала масс достигли высоты H_* и взорвались. Вся оставшаяся масса метеороида на высоте H_* ушла во вспышку. (Последнее возможно только в случае кометных тел). Если скорость при входе в атмосферу была 20.3 км/с, то при взрыве на высоте H_* она будет равной приблизительно 12 км/с, поскольку на высоте максимального торможения скорость составляет $0.606V_0$, а масса тела станет равной $0.78m_0$ [9]. Тогда исправленный интервал начальных энергий будет: $0.13 \dots 2.0 \cdot 10^6$ кТ, а интервал исправленных начальных масс: $2.6 \cdot 10^6 \dots 4.1 \cdot 10^{13}$ г. В этом случае интегральное распределение потока тел получим в виде

$$\lg N_R = 7.685 - 0.90 \lg m. \quad (6)$$

В зависимости (6) по сравнению с формулой (5) сдвиг по ординате уменьшился в четыре раза, и она существенно приблизилась к нашей формуле (кривые 1 и 4 на рис. 1).

Если мы рассматриваем разрушение монолитных тел, то после вспышки (взрыва) на высоте H^* остается масса, которая составляет приблизительно $0.3m_0$. Последняя либо целиком, либо в раздробленном виде выпадает на поверхность Земли, образуя ударные кратеры.

Оценку неразрушенной после вспышки массы мы получили из данных о выпавших массах метеороидов Сихотэ-Алиня, Стерлитамака и Куня-Ургенч [5, 6, 8]. До высоты максимального торможения расходуется масса, приблизительно равная $0.2m_0$.

На этом основании рассмотрим второе приближение. Полагаем, что в наблюдаемых вспышках, образованных разрушением монолитных тел, расход массы составлял $0.5m_0$. При таком предположении нетрудно получить, что исправленный интервал кинетических энергий тел при входе в атмосферу равен $0.18 \dots 2.9 \cdot 10^6$ кТ; исправленный интервал начальных масс составит $3.7 \cdot 10^6 \dots 5.9 \cdot 10^{13}$ г, а интегральную функцию потока метеороидов получим в виде

$$\lg N_R = 7.828 - 0.90 \lg m. \quad (7)$$

После такой процедуры полученная функция (7) практически совпадает с выведенной нами интегральной зависимостью (кривые 3 и 4 на рис. 1).

Среди наблюдаемых явлений имеются такие, начальные массы которых превышают 10^9 г. Исходя из предыдущих вычислений, мы полагаем, что все полученные в работе [16] вспышки метеороидов, исправленные массы которых заключены в интервале $10^9 \dots 4.1 \cdot 10^{13}$ г, вызваны кометными телами низкой плотности, полностью разрушающимися на высотах H^* .

Другими словами, все вспышки, энергии которых превышают 20 кТ, порождены, вероятно, кометными телами. Согласно приведенным зависимостям, в данной выборке их не больше двух. По крайней мере тот болид, который зарегистрирован 6 июня 2002 г. над Средиземным морем (см. рис. 2), величина энергии которого на высоте максимального торможения равна 26 кТ, порожден кометным телом. Масса этого тела во время взрыва равнялась $1.4 \cdot 10^9$ г, а при входе в атмосферу — $1.8 \cdot 10^9$ г.

Известны и другие случаи, когда наблюдаемые болиды были порождены кометными телами. Например, 1 февраля 1994 г. в районе

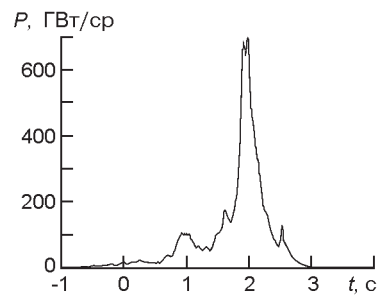


Рис. 2. Оптическая кривая болида 6 июня 2002 г. в 04:28:20 UT над Средиземным морем [16]

Маршалловых островов над Тихим океаном пролетел яркий болид, по свидетельским показаниям — «ярче Солнца». Поскольку масса тела около $4 \cdot 10^8$ г была разрушена на высотах 34 — 21 км, очень вероятно, что это был кометод. Другой очень яркий болид наблюдался над Гренландией 9 декабря 1977 г. Даже люди, видевшие болид с расстояния 100 — 300 км, говорили, что он осветил местность ярче Солнца. Он зарегистрирован спутниковой системой наблюдений, и определенная излучаемая им энергия составила $2.7 \cdot 10^{11}$ Дж. Основное разрушение метеороида происходило на высотах от 46 до 25 км.

Уникальным является Тунгусский феномен. Поскольку имеются работы (например [18]), в которых утверждается, что такое явление могло быть порождено монолитным телом, в работе [9] мы рассмотрели возможность достижения таким телом высоты максимального торможения. Согласно анализу [1] наиболее вероятные значения основных исходных величин следующие: $m_0 = 2 \cdot 10^{12}$ г, $V_0 = 31$ км/с, $Z_R = 750$.

Наиболее уверенным параметром, по-видимому, является высота взрыва, которую мы отождествляем с высотой максимального торможения. Эта высота ($H^* = 5.3$ км) следует из работ [12, 13], где проведен анализ барограммы, зарегистрированной Потсдамским геофизическим институтом, на основании которого определена скорость распространения воздушной волны (317.9 м/с), обошедшей земной шар. На основе оценки скорости, получена высота взрыва. Отмечено, что в точности такой же (318 м/с) оказалась скорость распространения взрывной волны, полученная Астаповичем и Уипплом по совокупности барограмм на различных станциях мира. Как пишет Фесенков [13], «только те волны могли обойти весь земной шар, которые продолжали двигаться на одной и той же высоте, равной высоте самого взрыва».

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. Если скорость на высоте H^* максимального торможения стала приблизительно равной $0.606 V_0 = 0.606 \cdot 31 = 19$ км/с, то масса уменьшилась примерно на порядок и стала равной $2 \cdot 10^{11}$ г. Использование приведенных выше зависимостей в предположении, что плотность метеороида изменяется от 1 до 7 г/см^3 , приводит к однозначному результату: высота максимального торможения (высота взрыва) $H^* < 0$, т. е. взрыв не мог произойти над поверхностью Земли, и монолитное тело с такой массой образовало бы взрывной кратер, близкий по размеру к Аризонскому. Если принять максимально возможные значения коэффициента абляции (тело интенсивно разрушалось при полете через атмосферу) и высоты однородной атмосферы ($5.5 \cdot 10^{-12} \text{ с}^2/\text{см}^2$, $8.0 \cdot 10^5$ см соответственно), получим $H^* = 5.5$ км. Но это нереальный случай, поскольку из-за чрезвычайно высокого коэф-

коэффициента абляции остаточная масса тела на высоте взрыва будет составлять всего от нескольких сот грамм до нескольких килограмм. Почти вся масса метеороида будет израсходована на пути до высоты H_* , и никакого взрыва не может произойти. Поэтому на основании модели монолитного тела при использовании приведенных параметров объяснить Тунгусское явление не представляется возможным. Видимо, только кометная модель может объяснить этот феномен.

Необходимо отметить, что разрушение космических тел в земной атмосфере в первую очередь определяется большими нагрузками от действия массовых сил инерции. Значение этих нагрузок зависит от максимального торможения тел [9]:

$$\frac{dV}{dt} \approx \frac{\cos Z_R}{H^*} V_*^2 \ln \frac{V_*}{V_0} = 0.184 \frac{V_0^2 \cos Z_R}{H^*}.$$

Отсюда следует максимальная величина массовых сил инерции, которые достигаются в атмосфере Земли (в единицах ускорения свободного падения g). Если принять значения $Z_R = 450$, $H^* = 7 \cdot 10^5$ см, получим

$$\frac{dV}{dt} / g \approx 190 \cdot 10^{-10} V_0^2,$$

т. е. при выбранной в работе [16] скорости входа $V_0 = 20.3$ км/с массовые силы инерции превышают ускорение свободного падения в 780 раз.

Известно, что высокие давления, действующие на лобовую поверхность космических тел в атмосфере Земли, намного превосходят модули прочности всех возможных материалов. Поэтому на высоте максимального торможения интенсивно дробятся любые тела, а рыхлые, кометные, — тем более.

Оценим, на каких высотах аэродинамические нагрузки $(H)V^2$ достигают значений, равных значениям модулей прочностей тел на сжатие: $\sigma_c = 50$ Н/см² (для ледяных кометных ядер [10]), 5 кН/см² (для каменных тел), 20 кН/см² (для железных тел). Для расчетов используем вполне удовлетворительную аппроксимацию для изменения плотности атмосферы с высотой в интервале $H = 10 \dots 100$ км, полученную нами на основании данных о «стандартных атмосферах» [11, 17]:

$$(H) = 1.84 \cdot 10^{-3} e^{H/6.80}, \quad (8)$$

или

$$H = 430 - 6.82 \ln \rho,$$

где ρ в г/см³, H в км. При скорости входа тела в атмосферу равную 20.3 км/с эти высоты H_C равны соответственно 45, 14 и 4.4 км. На этих высотах должно происходить интенсивное дробление тел. Раздробленный материал эффективно тормозится и, испытывая взаимное дав-

ление фрагментов, «растекается» подобно жидкости. Скорость «растекания», согласно [23], можно представить в виде

$$V_t = V \sqrt{3.5 / n}. \quad (9)$$

Для кометного тела интенсивное дробление начнется с высоты 45 км. За короткое время примерно r/V_t (r — средний размер фрагментов) эффективный мидель кометоида, определяемый тангенциальной скоростью фрагментов (9), увеличиваясь как $n^{1/3}$ (n — число испаряющихся фрагментов), может увеличиться на порядок. Кинетическая энергия раздробленного материала передается в небольшой объем воздуха перед телом, сжимая и нагревая его до нескольких десятков тысяч градусов. Последствия такого процесса — тепловой взрыв с мощностью, которая равна переданной кинетической энергии. Теория Григоряна [2] адекватно описывает Тунгусское явление. К этой теории мы можем добавить существенный параметр — высоту теплового взрыва, который происходит в «момент» максимального торможения. В земной атмосфере этот «момент» определяется участком высот 50... 100 м.

В то же время определенная неточность исходных параметров Тунгусского феномена (m_0, V_0, Z_R) дает широкое поле для спекуляций.

1. *Бронштэн В. А.* Тунгусский метеорит: история исследования. — М.: А. Д. Сельянов, 2000.—311 с.
2. *Григорян С. С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед.—1979.—17, № 6.—С. 875—893.
3. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.—688 с.
4. *Компанеев 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. *Кручиненко В. Г.* Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 3.—С. 269—282.
10. *Лавров В. В.* Деформация и прочность льда. — Л.: Гидрометеиздат, 1969.—206 с.
11. *Таблица* временной стандартной атмосферы.—ГОСТ 4401-64.—М.—1964.
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. *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]).
15. *Berg O. E., Grun E.* Evidence of hyperbolic cosmic dust particles // *Space Res.*—1973.—**13**.—P. 1047—1055.
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. *Cospar International Reference Atmosphere (CIRA-1972).* — Berlin: Akademie-Verlag, 1972.—450 p.
18. *Foschini L.* A solution for the Tunguska event // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**342**.—P. L1—L4.
19. *Grun E., Zook H. A.* Dynamics micrometeoroids in the inner Solar System // *Solid Particles in the Solar System* / Eds I. Halliday, B. A. McIntosh. — Dordrecht: Reidel, 1980.—P. 293—298.
20. *Grun E., Pailer N., Fechtig H., Kissel J.* Orbital and physical characteristics of micrometeoroids in the inner Solar system as observed by Helios 1 // *Planet. Space Sci.*—1980.—**28**.—P. 333—349.
21. *Grun E., Zook H. A., Fechtig H., Giese R. H.* Collisional ballance of the meteoric complex // *Icarus.*—1985.—**62**, N 2.—P. 244—272.
22. *Halliday I., Blackwell A. T., Griffin A. A.* The frequency of meteorite falls on the Earth // *Science.*—1984.—**223**.—P.1405—1407.
23. *Hills J. G., Goda P.* Demage from the impacts of small asteroids // *Planet Space Sci.*—1998.—**46**.—P. 219—229.
24. *Kruchinenko V. G.* The explosion in the Jupiter atmosphere // *Proc. of European SL: Jupiter Workshop* / Eds R. West, H. Bohnhard. — 1995.—P. 287—292.
25. *Kruchinenko V. G.* The collision of the comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter // *Astron. and Astrophys. Transactions.*—1997.—**13**.—P. 191—197.
26. *Kruchynenko V. G.* Thermal explosions of meteoroids in the Earth's atmosphere // *Proc. Intern. Conf. "Meteoroids 2001". Swedish Inst. Space Physics, Kiruna, 6—10 Aug. 2001.* — Noordwijk, the Netherlands: ESA publ. division, 2001.— P. 351—356.—(ESA SP—495).
27. *McCrosky R. E., Shao C.-Y., Posen A.* Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // *Center Astrophys. Prep. Ser.*—1976.—N 665.—13 p.
28. *McCrosky R. E., Shao C.-Y., Posen A.* Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // *Center Astrophys. Prep. Ser.*—1977.—N 721.—61 p.
29. *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.
30. *Opik E. J.* Interplanetary dust and terrestrial accretion of meteoric matter // *Irish Astron. J.*—1956.—**4**, N 3/4.—P. 84—135.
31. *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: The United Nations Conference on Near-Earth Objects / Ed. by J. Remo).
32. *Shoemaker E. M.* Asteroid and comet bombardment of the Earth // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*—1983.—**11**.—P. 461—494.
33. *Spurny P.* Exceptional fireballs photographed in central Europe during the period 1993—1996 // *Planet. Space Sci.* —1997.—**45**, N 5.—P. 541—555.—(Spec. Issue: Asteroids, comets, meteors 1996—I).
34. *Spurny P., Porubcan V.* The EN171101 — the deepest ever photographed fireball //

- Proc. of Asteroids, Comets, Meteors (ACM 2002) / Ed. by B. Warmbain. — Berlin: Technical University, 2002.—P. 269—272.—(ESA SP-500).
35. *Tagliaferri E.* Satellite observations of large meteoroid impacts // Report at “Workshop on Satellite Observation of Meteoroid Impacts into the Atmosphere”. — Albuquerque, Sandia National Laboratories, May 1995.
36. *Whipple F. L.* The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.—1950.—**36**, N 12.—P. 686—695.
37. *Whipple F. L.* The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.—1951.—**37**, N 1.—P. 19—29.
38. *Whipple F. L.* On maintaining the meteoritic complex // Studies in interplanetary particles: Smithson. Astrophys. Observ. Spec. Rep.—1967.—N 239.—P. 3—45.
39. *Zook H. A., Berg O. E.* A source for hyperbolic cosmic dust particles // Planet. Space Sci.—1975.—**23**.—P. 183—203.

Поступила в редакцию 18.12.09