



ISSN 1607–2855

Том 1 • № 2 • 2000 С. 78 – 90

УДК 523.3:523.51:523.031.751

Аккреция космического вещества на Землю

В.Г. Кручиненко

Астрономическая обсерватория Киевского Национального университета имени Тараса Шевченко, Украина

Используя различные данные по регистрации метеорных космических частиц, результаты оптических и радиолокационных наблюдений метеоров и болидов, акустических волн и взрывов метеороидов в атмосфере Земли, а также выводы относительно лунных кратеров и распределения астероидов, получено общее интегральное соотношение для притока космических тел на Землю. Предложен критерий разделения метеоритов на ударные и взрывные. Принимаем, что ударные кратеры образуют метеороиды, высота максимального торможения которых находится над земной поверхностью. Если максимальное торможение тел происходит на поверхности Земли или не достигается вследствие столкновения с поверхностью планеты, то такие метеороиды образуют взрывные кратеры. На основании полученных результатов с использованием теорий кратерообразования [16, 34] вычислены минимальные размеры взрывных кратеров. Дано объяснение полученному различию результатов при использовании различных теорий кратерообразования [16, 34].

АКРЕЦІЯ КОСМІЧНОЇ РЕЧОВИНИ НА ЗЕМЛЮ, Кручиненко В.Г. – Використавши різні дані реєстрації метеорних космічних частинок, результати оптичних та радіолокаційних спостережень метеорів і болидів, акустичних хвиль та вибухів метеороїдів в атмосфері Землі, а також висновки відносно місячних кратерів та розподілу астероїдів, отримано загальне інтегральне співвідношення допливу космічних тіл на Землю. Запропоновано критерій розділення метеоритів на ударні та вибухові. Дopusкаємо, що ударні кратери утворюють метеороїди, висота максимального гальмування яких знаходиться над поверхнею Землі. Якщо максимальне гальмування тіл відбувається на поверхні Землі або не досягається внаслідок зіткнення з поверхнею планети, то такі метеороїди будуть утворювати вибухові кратери. На підставі отриманих результатів з використанням теорій кратероутворення [16, 34] обчислені мінімальні розміри вибухових кратерів. Дано пояснення розходженню результатів, яке отримане при використанні різних теорій кратероутворення [16, 34].

ACCRETION OF COSMIC MATTER ONTO THE EARTH, by Kruchynenko V.G. –Using various data on registration meteor space particles, results of optical and radar observations of meteors and bolids, acoustic waves and explosions of meteoroids in atmosphere of the Earth, and also conclusions of concerning lunar craters and distributions of an asteroids, a general integral equation of the influx of space particles and bodies onto the Earth is obtained. A criterion separating for breaking down meteorites into impact and explosive ones is put forward. It is assumed that impact craters are formed by meteoroids whose maximum deceleration heights are above the Earth surface. If maximum deceleration occurs either on the Earth surface or is not reached, the meteoroids form explosive craters. Based on the results obtained using the theories of crater formation [16, 34], minimum sizes of explosive craters are worked out. Variations in results are explained relying on various theories of crater formation [16, 34].

1. ВВЕДЕНИЕ.

Комплекс малых космических тел разных размеров – наиболее динамическая составляющая Солнечной системы. Эта составляющая все время пополняется новыми частицами и телами и приблизительно столько же их теряет. Основными источниками метеорных тел и межпланетной пыли есть дезинтеграция ядер комет при их приближении к Солнцу и разрушение астероидов при столкновениях между собой и с другими телами. Большинство частиц микронных размеров «выметаются» солнечным ветром и солнечной радиацией в межзвездное пространство, а частицы больших размеров, для которых гравитация Солнца преобладает над световым давлением, тормозятся в

Таблица 1. «Коридоры» скоростей столкновения космических тел с планетами Солнечной системы.

Они приведены во второй и четвертой колонках.

Планеты	$V_{П} - V_{max}$, км/с	$V_{ОРБ}$, км/с	ΔV , км/с
Меркурий	4.27 – 11.6	47.9	112
Венера	10.3 – 85.4	35.1	75
Земля	11.2 – 72.8	29.8	62
Марс	5.01 – 58.6	24.2	54
Юпитер	59.4 – 67.3	13.1	8
Сатурн	35.5 – 42.2	9.64	7
Уран	21.4 – 27.0	6.81	6
Нептун	23.4 – 26.8	5.44	3
Плутон	5.24 – 12.6	4.75	7

поле солнечной радиации и приближаются к Солнцу – это следует из эффекта Пойнтинга-Робертсона [38]. В области F -короны Солнца они нагреваются, сублимируют и достигают (на расстоянии 2-3 радиусов Солнца) критического (микронного) размера и, вероятно, большая часть из них, также выталкивается за пределы Солнечной системы.

При столкновении с атмосферами планет тела самых разных размеров и масс порождают явления метеоров и болидов. Самые мелкие частицы при проникновении в атмосферу Земли сохраняются в неизменном виде, так как они успевают затормозиться раньше, чем их поверхность достигнет температуры, необходимой для интенсивного испарения и разрушения. Максимальный размер таких частиц порядка 100 мкм при скорости входа в атмосферу 10 км·с⁻¹, а минимальный – 0.5 мкм при скорости входа 60 км·с⁻¹. Такие частицы в виде аэрозолей осаждаются на поверхность Земли и их называют микрометеоритами Whipple [40].

Интенсивность разрушения метеороидов в значительной степени зависит от скорости входа тела в атмосферу и от его массы (размера), структуры и плотности [6, 11]. Для большинства метеорных частиц, имеющих массы меньше 1 г, взаимодействие с атмосферой происходит в основном в свободно – молекулярном режиме и они полностью разрушаются на высотах от 110 до 80 км над поверхностью Земли, порождая метеоры, блеск которых, в основном слабее 0^m. Движение метеорных тел, порождающих яркие фотографические метеоры (ярче 0^m), происходит в режимах свободно – молекулярного течения, переходного и течения со скольжением. В свободно – молекулярном режиме они находятся до начала интенсивного испарения, т.е до высоты появления. Переходной режим сопутствует метеороиду от высоты появления до максимума блеска. После максимума блеска метеорное тело движется в режиме со скольжением. Более массивные метеороиды (десятки и сотни грамм) порождают явления ярких болидов и достигают высот 40–50 км. Движение тел в атмосфере, массы которых не меньше 1 кг, происходит в основном в режиме сплошной среды и их сопровождают ударные и взрывные волны [17]. Некоторая часть таких тел достигает малых высот над земной поверхностью (5 – 15 км), где вблизи высоты H_* максимального торможения происходит тепловой взрыв и, как следствие, яркая вспышка [7, 8]. В области H_* в интервале высот ~0.5–1 км тело теряет энергию на торможение в таком количестве, что ее достаточно для испарения всей массы [26, 27]. Еще более крупные тела достигают земной поверхности и, в зависимости от массы и скорости при падении, производят ударные и взрывные кратеры. Последние вызывают локальные, региональные, а при километровых размерах – глобальные катастрофы [9]. Разные атмосферы планет и различные массы и скорости, с которыми космические тела (метеорные, астероидные, кометные) входят в эти атмосферы, образуют широкий спектр характеристик порождаемых явлений. Минимальная скорость входа тела в атмосферу – параболическая (вторая космическая) скорость для данной планеты ($V_{П}$). Максимальную – можно определить, если тело принадлежит Солнечной системе, через скорость $V_{П}$ и среднюю скорость планеты на орбите, $V_{ОРБ}$. Каждая планета имеет свой «коридор» скоростей, с которыми космические тела входят в ее атмосферу. Для планет-гигантов Юпитера и Сатурна, например, эти «коридоры» существенно уже, чем для Земли, Марса и Венеры. Это следует из табл.1.

2. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРИТОКА КОСМИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА НА ЗЕМЛЮ

Вопросу притока твердой составляющей космического вещества на Землю посвящены многочисленные работы. Они основаны на различных методах регистраций и исследований, так как относятся к широкому спектру размеров (масс) тел – от мельчайших космических пылинок микронного размера с массами порядка $10^{-11} - 10^{-12}$ г до крупных астероидных и кометных тел с размерами в десятки и сотни метров. Чтобы получить некоторое среднее интегральное распределение притока тел на Землю (с массой не меньше данной) в широком интервале масс, необходимо провести анализ притока тел, полученного различными методами в отдельных небольших интервалах масс. По этим данным можно составить общую интегральную зависимость аккреции тел Землей. Указанная проблема интересовала многих исследователей. Первым, кто построил такую зависимость, наверное, был Whipple [41]. Позже этим вопросом занимались Симоненко и Левин [14], Бронштэн [1,3], Halliday с соавторами [23], Serlecha [21] и др. Мы воспользуемся некоторыми результатами из указанных работ, а также данными, которые получены в последнее время.

Дифференциальный закон распределения частиц (тел) по массе в Солнечной системе (в широком интервале масс – от самых мелких частиц, имеющих массы $10^{-15} - 10^{-12}$ г, до крупных, астероидных тел с массой $\sim 10^{22}$ г) можно приближенно представить степенной зависимостью: $f(M) \sim M^{-s}$. Параметр распределения s для небольших интервалов масс, как для частиц метеорных потоков, так и для спорадического фона, изменяется, как правило, от 1.5 до 2.5. Если $s = 2,0$, то суммарная масса тел в равных логарифмических интервалах масс одна и та же. На этом основании интегральную зависимость для аккреции космических тел на Землю в каждом исследуемом интервале масс представляем в следующем виде: $\lg N = -A - B \lg M$, где N – число частиц с массами, которые не меньше M (в граммах) и которые на расстоянии Земли от Солнца (1 а.е.) пересекают один квадратный сантиметр за секунду. Коэффициент B равен уменьшенному на единицу параметру дифференциального распределения тел по массе, т.е. $B = s - 1$. Рассмотрим отдельные участки масс.

1. В области самых мелких пылевых частиц (массы от 10^{-12} до 10^{-6} г) интегральное распределение по массе получено в работе [12] в результате обобщения данных измерений с помощью космических аппаратов и высотных ракет,

$$\lg N = -15.1 - 0.6 \lg M \quad (1)$$

На рис.1 зависимость (1) представлена кривой $D1$. Результаты анализа притока мелких частиц в интервале масс от 10^{-11} до 10^{-7} г приведены в монографии [10]. Полученные данные можно представить формулой:

$$\lg N = -14.1 - 0.55 \lg M \quad (2)$$

На рис.1 зависимость (2) представлена линией $D2$. Видим, что формулы (1) и (2) практически не отличаются одна от другой.

2. В работе [10] также проведено обобщение данных метеорных наблюдений, полученных различными методами. По этим результатам интегральную зависимость для потока метеороидов в интервале масс от 10^{-6} до 10^2 г можно представить в следующем виде:

$$\lg N = -18.8 - 1.25 \lg M \quad (3)$$

На рис.1 аппроксимация (3) обозначена буквой M . Формула (3) несущественно отличается от той, которая получена в [41] для интервала масс от 10^{-5} до 10^2 г с использованием результатов работ [20, 24, 25]:

$$\lg N = -18.30 - 1.34 \lg M$$

3. Для тел, порождающих болиды, интегральное распределение падающего на Землю потока космических тел в интервале масс от 10^2 до 10^7 г представляем выражением:

$$\lg N = -19.1 - 0.62 \lg M \quad (4)$$

Зависимость (4) получена в работе [30]. На рис.1 это интервал B . В работе [19] на основании различных наблюдательных данных подтверждено, что для больших метеороидов ($M \approx 10^6$ г) параметр

$s = 1.6$. На основании фотографических наблюдений болидов, проведенных сетью станций, в работе [23] получены данные о падениях метеоритов в интервале масс от 0.1 до 12 кг. На этом основании выведена интегральная зависимость для потока на Землю породивших их метеороидов. Если ее пересчитать в принятую нами систему единиц (с учетом потери массы при пролете через атмосферу), то получим зависимость

$$\lg N = -19.74 - 0.689 \lg M \quad (4a)$$

для интервала масс $3.16 \cdot 10^3 \div 1.36 \cdot 10^5$ г. Сравнение формул (4a) и (4) показывает, что параметры распределения по массе различаются незначительно, тогда как поток метеороидов согласно [30] превышает поток, представленный формулой (4a), в 7 раз. Это различие, вероятно, связано с ограниченным количеством использованного наблюдательного материала – всего 43 падений метеоритов, хотя эти результаты являются уникальными.

4. Поток тел с массами $M \geq 10^6$ г. Недавно опубликована работа [37], в которой автор провел детальный анализ данных измерений акустически – гравитационных волн в атмосфере Земли, зарегистрированных микробарографами Военно-Воздушных сил США в период с 1960 по 1980 гг. Эти ударные и взрывные волны связаны с полетом и разрушением в атмосфере крупных метеороидов. В итоге анализа им получена интегральная зависимость для числа N тел, попадающих в атмосферу Земли, энергия которых не меньше E , в интервале энергий от 0.1 до 10^4 кт ТНТ (1кт ТНТ = $4.2 \cdot 10^{12}$ Дж = $4.2 \cdot 10^{19}$ эрг),

$$\lg N = -11.01 - 0.731 \lg E \quad (5)$$

где N в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, E в эрг. Для перехода от энергий к массам падающих тел мы провели анализ данных наблюдений болидов [31, 32] и получили, что средняя заатмосферная скорость метеороидов, начальные массы которых не меньше 1 кг, составляет $21.0 \pm 7.4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Поэтому для расчетов приняли скорость входа таких тел в атмосферу равной $21 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Согласно указанному выше диапазону энергий, полученные массы тел заключены в интервале от $1.9 \cdot 10^6$ до $1.9 \cdot 10^{11}$ г, а интегральный падающий поток представляем в виде:

$$\lg N = -20.13 - 0.73 \lg M \quad (6)$$

На рис.1 формула (6) показана линией *MD1*. Нами также использованы результаты регистраций световых вспышек от болидов в земной атмосфере фотодиодами корпорации Sandia National Laboratories,

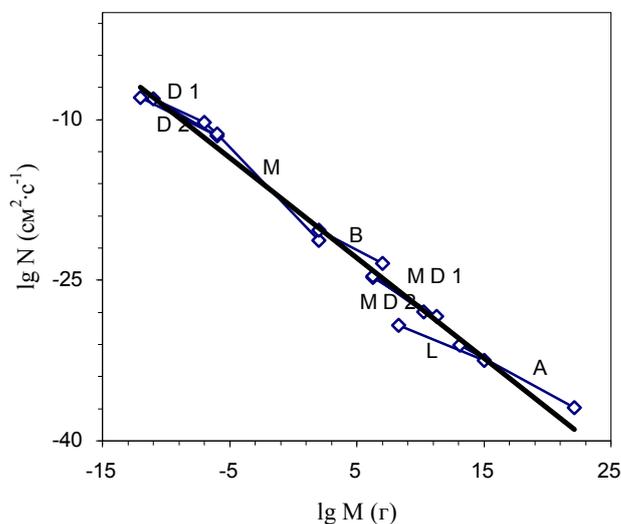


Рис. 1. Интегральный поток космических тел на Землю с массами, которые не меньше M , в отдельных интервалах масс и общая средняя зависимость.

которые были установлены на геостационарных спутниках США. В течение 1994–1996 гг зарегистрировано 51 световое явление в диапазоне энергий от 0.1 до 10^3 кт [33, 39]. Принимая среднюю скорость входа тел равную $21 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, получили, что интервал масс равен $1.9\cdot 10^6 \pm 1.9\cdot 10^{10}$ г. Интегральную зависимость числа падений метеороидов в год на всю Землю, как функцию от энергии E (в кт), можно, согласно работе [33], представить в виде: $N(E) = 10.0/E^{0.87}$. Отсюда получаем интегральную зависимость числа тел от массы в используемой нами системе единиц,

$$\lg N = -18.89 - 0.87 \lg M \quad (7)$$

На рис.1 соотношение (7) показано прямой $MD2$. Необходимо отметить, что зависимости $MD1$ и $MD2$, которые получены примерно для одного и того же интервала масс метеороидов, но из совершенно различных наблюдений, имеют достаточно хорошее согласие.

5. Для интервала масс от $2\cdot 10^8$ до 10^{14} г используем зависимость, полученную «для всех лунных кратеров» в работе [41]:

$$\lg N = -23.3 - 0.6 \lg M \quad (8).$$

На рис.1 зависимость (8) обозначена буквой L .

6. Для астероидов семейства Аполлон, которые приближаются к орбите Земли, в [41] приведена оценка интегрального потока тел с массами $M > 2.8\cdot 10^{15}$ г, $N = 2.0\cdot 10^{-33}$ ($\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$).

По данным [21] основной вклад в области крупных тел вносят астероидные и кометные тела с массами от 10^{15} до 10^{18} г (согласно рис.2 и 3 этой работы верхний предел масс может быть на несколько порядков выше указанного). По данным [36] дифференциальное распределение по массе астероидов, приближающихся к орбите Земли, имеет параметр $s = 1.66$, а по результатам работы [28] для всех астероидов $s = 1.65$. На основании приведенных результатов получаем интегральную зависимость притока астероидных тел в следующем виде:

$$\lg N = -22.7 - 0.65 \lg M \quad (9)$$

Принимаем, что зависимостью (9) можно аппроксимировать поток тел в интервале масс от 10^{15} до 10^{22} г. На рис.1 формула (9) представлена линией A . Наклоны кривых (8) и (9) почти не отличаются между собой – аппроксимация A для астероидов практически продолжает зависимость L для лунных кратеров.

В работе [29] на основании комбинации данных по метеорам, зарегистрированным в атмосфере Земли, и результатов сейсмических наблюдений на поверхности Луны, получен интегральный поток F метеороидов в зависимости от их диаметров d в интервале от 10^{-4} до 10 метров: $F = 5.6\cdot 10^{-23} \cdot d^{-3.48}$.

Поток приведен в единицах $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, d в м. Если принять плотность тел равную $3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и записать поток в $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, а массу в граммах, то интегральную зависимость можно представить в виде:

$$\lg N = -19.06 - 1.16 \lg M \quad (9a)$$

для интервала масс от $1.6\cdot 10^{-6}$ до $1.6\cdot 10^9$ г. Полученный интервал масс довольно значительный и охватывает метеорную (M), болидную (B) и большую часть $MD1$ (или $MD2$) области (рис.1). Интегральный поток метеороидов, представленный зависимостью (9a), только в M области близок к потоку, выраженному формулой (3), хотя и меньше его в 3.4 раза. В области B он меньше потока (4) в 38 раз, а в $MD1$ области – меньше потока (6) в 630 раз. Мы считаем, что зависимость (9a) – очень приближенная, особенно в области больших масс, поэтому на рис.1 она не представлена.

Приведенные данные об аккреции космических тел Землей в различных интервалах масс нанесены на рис.1 и методом наименьших квадратов выведена общая средняя интегральная зависимость в диапазоне масс от 10^{12} до 10^{22} г:

$$\lg N = -18.17 - 0.936 \lg M \quad (R^2 = 0.9859) \quad (10).$$

Формула (10) дает некоторую среднюю характеристику темпа притока космических тел на Землю. Ее можно использовать для различного рода оценок. Если соотношение (10) переписать как интегральный приток числа тел с массой (в граммах) не меньше M на всю Землю за год, то получим следующее выражение:

$$\lg N^* = -8.05 - 0.936 \lg M \quad (11)$$

Согласно результатам [31, 32] примерно 30% метеороидов из тех, что имеют начальные массы не меньше 1 кг, достигают высот $H \leq 30$ км. Один из них (Lost Sity) достиг земной поверхности. На основании уравнений (10 или 11) и данных, опубликованных в работах [31, 32], следуют такие заключения:

а) Каждые сутки в атмосферу Земли входит около 480 метеороидов с массами не меньше 1 кг. Часть этих метеороидов (около 30%) достигают высот 30 км и меньше. Движение таких тел в атмосфере сопровождается ударными волнами и тепловыми взрывами, которые представляют реальную опасность для находящихся поблизости авиалайнеров.

б) Каждый год на Землю падает около 900 метеороидов, которые при входе в атмосферу имеют массы не меньше 1 кг.

в) Событие типа Тунгусского феномена (диаметр 60 м, плотность $1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $M \approx 10^{11} \text{ г}$) происходит один раз за $P = 1/N^* (M \geq 10^{11}) \approx 180$ лет. Полученная оценка следует из общей средней зависимости (11) и поэтому очень приближенная. Кроме того, в использованных данных отсутствует какая-либо информация о потоке кометных тел. Если воспользоваться выводом работы [41], что ожидаемый поток кометных ядер на Землю с массой не меньше $5 \cdot 10^{17} \text{ г}$ составляет $N = 2 \cdot 10^{-36} (\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$ и принять, что распределение кометных ядер в широком интервале масс имеет параметр $s \approx 2.0$, получим уравнение:

$$\lg N^* = 8.22 - \lg M, \quad (12)$$

в котором N^* – интегральный поток кометных ядер с массой (в граммах) не меньше M на всю Землю за год. Тогда из зависимости (12) следует, что событие типа Тунгусского происходит один раз за 600 лет.

г) Общий приток всех космических частиц и тел на Землю в диапазоне масс от 10^{-12} до 10^{22} г равен $4.2 \cdot 10^7 \text{ кг}$ в год. Оценка притока практически совпадает с результатом, полученным в [3]: $5 \cdot 10^7 \text{ кг}$ в год. Если за последний миллиард лет аккреция космического вещества Землей была приблизительно постоянной, то радиус Земли увеличился за это время приблизительно на 4 см.

3. КРИТЕРИЙ РАЗДЕЛЕНИЯ МЕТЕОРИТОВ НА УДАРНЫЕ И ВЗРЫВНЫЕ

Для определения критерия разделения метеороидов на ударные и взрывные нами использована высота H_* максимального торможения метеороидных тел. Принимаем, что ударные кратеры порождают метеороиды, высота максимального торможения которых находится над земной поверхностью, т.е. $H_* > 0$. Если максимальное торможение тел происходит на поверхности Земли или не достигается вследствие столкновения с поверхностью планеты, то такие метеороиды образуют взрывные кратеры. Поэтому критерием для определения минимального заатмосферного размера тела, образующего взрывной кратер, является его максимальное торможение на поверхности нашей планеты. Из физической теории метеороидов для высоты максимального торможения в работах [6, 35] получено соотношение:

$$[E_i(u_0) - E_i(u_*)] \cdot (1 - u_*) \cdot \exp(-u_*) = 1, \quad (13)$$

где

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

– интегральная показательная функция, $u_0 = \sigma(1 - \mu)V_0^2/2$, $\sigma = \Lambda/2\Gamma \cdot Q$ – коэффициент абляции, Λ и Γ – коэффициенты теплопередачи и сопротивления, Q – удельная энергия разрушения, μ – параметр формы тела, V_0 – начальная (заатмосферная) скорость метеороида, $u_* = \sigma(1 - \mu)V_*^2/2$, V_* – скорость метеороидного тела на высоте максимального торможения. Формула (13), определяющая зависимость скорости метеороида на высоте H_* от его начальной скорости, т.е. $V_*(V_0)$, не дает зависимости в явном виде и неудобна для практического пользования. Поэтому нами для нее найдена и впервые приведена в

монографии [6] достаточно точная и сравнительно простая аналитическая аппроксимация, которую можно применять для всего диапазона метеорных скоростей и значений параметров σ и μ (см. рис.2):

$$u_* = \text{th}(0.35u_0), \text{ или } V_* = \left\{ 2 \text{th} \left[0.175 \sigma (1-\mu) V_0^2 \right] / \sigma (1-\mu)^{1/2} \right\} \quad (14)$$

Максимальное значение разности аппроксимационной функции (14) и точной формулы (13) равно 0.0276 при $u_0 = 2.56$. С уменьшением и с увеличением u_0 от значения 2.56 величина разности приведенных функций плавно стремится к нулю. Проведенный анализ показывает, что возможная максимальная ошибка при вычислении скорости по аппроксимационной зависимости (14) не превышает 0.35 (км·с⁻¹).

На основании зависимости (14) легко получить формулу для максимального торможения в зависимости от начальной скорости:

$$\left[\frac{dV}{dt} \right]_* = - \frac{\text{th} \left[0.175 \sigma (1-\mu) V_0^2 \right] \cos Z_R}{\left\{ 1 - \text{th} \left[0.175 \sigma (1-\mu) V_0^2 \right] \right\} \cdot H^* \sigma (1-\mu)} \quad (15)$$

Высоту максимального торможения метеороида можно определить из совместного решения (15) и уравнения торможения, записанного для высоты H_* ,

$$\left[\frac{dV}{dt} \right]_* = - \frac{\Gamma A_0}{M_0^{1/3} \delta^{2/3}} \exp \left[0.5 \sigma (1-\mu) \cdot (V_0^2 - V_*^2) \right] \rho(H_*) V_*^2,$$

где M_0 – начальная масса метеороида, δ – его плотность, ρ – плотность атмосферы. Получим зависимость для плотности атмосферы на высоте максимального торможения:

$$\rho(H_*) = \frac{M_0^{1/3} \cdot \delta^{2/3} \cdot \cos Z_R \cdot \exp \left\{ \text{th} \left[0.175 \cdot \sigma \cdot (1-\mu) \cdot V_0^2 \right] - 0.5 \cdot \sigma \cdot (1-\mu) \cdot V_0^2 \right\}}{2 \cdot \Gamma \cdot A_0 \cdot H^* \left\{ 1 - \text{th} \left[0.175 \cdot \sigma \cdot (1-\mu) \cdot V_0^2 \right] \right\}}$$

Основываясь на приведенных выше зависимостях и результатах работы [7], можно получить формулу для определения начального радиуса метеороида R_{0*} , высота максимального торможения которого будет находиться на поверхности Земли. Она следует из соотношения для начального радиуса тела R_0 , высота H_* которого произвольна,

$$R_0 = 1.24 \Gamma A_0 H^* \exp \left\{ \sigma (1-\mu) V_0^2 / 2 - \text{th} \left[0.175 \sigma (1-\mu) V_0^2 \right] \right\} \cdot \rho(H_*) \times \\ \times \left\{ 1 - \text{th} \left[0.175 \sigma (1-\mu) V_0^2 \right] \right\} / \delta \cos Z_R \quad (16)$$

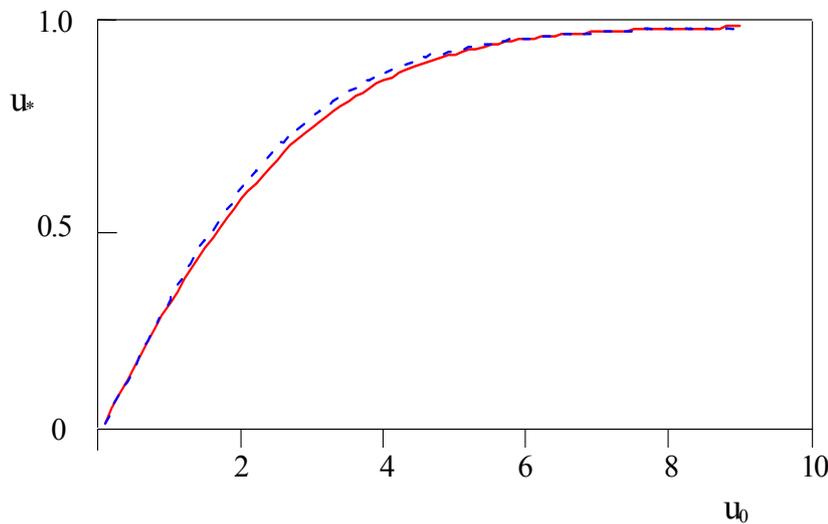


Рис.2. Зависимость $u_*(u_0)$, полученная по формуле (13) – сплошная линия и ее аппроксимация зависимостью (14) – прерывистая кривая.

Таблица 2. Значения заатмосферного радиуса тела R_{0*} в зависимости от скорости входа его в земную атмосферу и от плотности тела. Скорость V_* и масса M_* метеороида вычислены для высоты максимального торможения $H_* = 0$, т.е. на поверхности Земли.

V_0 , км/с	10			30			60		
δ , г/см ³	1.0	3.0	7.8	1.0	3.0	7.8	1.0	3.0	7.8
R_{0*} , м	(18)	6.1	2.4	(36.5)	12.2	4.7	(700)	230	90
V_* , км/с		5.89	5.89		14.8	14.8		16.3	16.3
M_* , кг		$1.89 \cdot 10^6$	$2.92 \cdot 10^5$		$3.23 \cdot 10^5$	$4.81 \cdot 10^4$		$1.36 \cdot 10^2$	20.6

где A_0 – коэффициент формы тела, H^* – высота однородной атмосферы (шкала высот), Z_R – зенитное расстояние радианта. Для вычисления R_{0*} принимаем, что $H_* = 0$ и используем следующие значения параметров: $\Gamma = 0.5$; $A_0 = 1.65$; $\mu = 0.4$; $H^* = 7.5 \cdot 10^5$ см; $\sigma = 1.25 \cdot 10^{-12}$ с²·см⁻²; $\Lambda = 0.025$; $Q = 2 \cdot 10^{10}$ эрг·г⁻¹; $Z_R = 45^\circ$. Результаты вычислений по формуле (16) при $\rho(H_* = 0) = 1.225 \cdot 10^{-3}$ г·см⁻³ приведены в табл.2. Вопрос о значении R_{0*} для кометных тел с плотностью $\delta \approx 1$ г·см⁻³ требует дополнительных исследований, поэтому в табл.2 эти величины заключены в скобки. Для тел, которые несколько меньше R_{0*} , характерным сценарием будет значительная, если не полная (в зависимости от плотности тела и его структуры) фрагментация в окрестности высоты H_* , тепловой взрыв, обусловленный практически мгновенным испарением значительного количества мелких фрагментов, и, как следствие, образование взрывной волны и световой вспышки (близкой к блеску Солнца), а также, если тело каменное или железное (не кометной природы), падение крупных фрагментов на Землю, которые образуют ударные кратеры. Скорость тела на высоте максимального торможения при увеличении начальной скорости стремится к предельному значению, которое определяется только величинами параметров σ и μ . Этот вывод следует из зависимостей (14) – с увеличением u_0 значение u_* стремится к асимптоте $u_* = 1.0$, т.е.

$$V_* \rightarrow [2/\sigma(1-\mu)]^{1/2} = 2[\Gamma Q/\Lambda(1-\mu)]^{1/2}.$$

Предельное значение V_* не зависит от начальной скорости и практически уже достигается при $V_0 \geq 45$ км·с⁻¹. Для крупных метеороидов, имеющих $\Gamma = 0.5$; $\Lambda = 0.01$; $Q = 2 \cdot 10^{10}$ эрг·г⁻¹, $\mu = 0.4$ предельная скорость на высоте максимального торможения $V_* = 25.8$ км·с⁻¹. Если $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг·г⁻¹ при тех же значениях остальных параметров, то $V_* = 51.6$ км·с⁻¹. Но практически такой скорости на высоте максимального торможения метеороиды, имеющие начальный размер $R_0 < R_{0*}$, никогда не достигают, т.к. это выполняется лишь при максимальных значениях V_0 , при которых их масса на высоте H_* будет иметь величину порядка 10^{-6} от начальной массы. Метеороиды, имеющие $V_0 = 11-20$ км·с⁻¹, на высоте H_* в зависимости от σ и μ приобретают скорости от 3 до 16 км·с⁻¹.

Космические тела (не кометной природы), которые имеют размеры на порядок больше, чем граничные значения R_{0*} , достигают поверхности нашей планеты практически без потери скорости и массы и без фрагментации: влияние атмосферы Земли на них минимально. Такие тела образуют взрывные кратеры. Основная энергия освобождается на некоторой глубине в почве (или в океане), там, где, с нашей точки зрения, достигается максимальное торможение в этой среде. Орпik [34] отмечал, что размер кратера при одной и той же энергии взрыва будет зависеть от глубины, на которую помещена взрывчатка, но как определить эту глубину при столкновении тел – неизвестно. Мы предполагаем, что искать ее необходимо, как глубину максимального торможения в данной среде.

Для проверки зависимости (16) определены высоты максимального торможения двух известных феноменов: Тунгусского и Сихотэ-Алинского. Для Тунгусского кометного тела приняли следующие данные: $R_0 = 30$ м, $\delta = 1$ г·см⁻³, ($M_0 \approx 10^{11}$ г), $Z_R = 82^\circ$, $V_0 = 45$ км·с⁻¹. Значения других параметров такие же, как и при вычислении данных табл.2. Получили: скорость на высоте максимального торможения $V_* = 16.3$ км·с⁻¹, высота максимального торможения $H_* = 10-12$ км. Для Сихотэ-Алинского железного метеороида использовали такие данные: $M_0 = 100$ тонн, $\delta = 7.8$ г·см⁻³, ($R_0 \approx 145$ см), $Z_R = 45^\circ$, $V_0 = 15$ км·с⁻¹. Результат вычислений: скорость $V_* = 6.2$ км·с⁻¹, высота $H_* = 9.2$ км. Полученные высоты

максимального торможения в обоих случаях близки к известным оценкам высот взрыва этих космических тел. Поэтому считаем, что формула (16) может быть использована для подобных расчетов.

Недавно опубликованы работы [4] и [13] о падении каменного метеорита Куня-Ургенч в Туркменистане. Мы использовали результаты этих работ (начальную массу тела $M_0 = 3000$ кг, скорость входа $V_0 = 13$ км·с⁻¹, плотность метеорита $\delta = 3.32$ г·см⁻³), для получения высоты максимального торможения (высоты взрыва) и физических характеристик метеороида на этой высоте. На основании изложенной выше теории получены такие данные: высота $H_* = 14.8$ км, скорость $V_* = 7.6$ км·с⁻¹, масса (она же выпавшая) $M_* = 990$ кг, торможение $(dV/dt)_* = -4.8$ км·с⁻². По оценкам очевидцев высота вспышки (в [13] она неправильно названа высотой задержки) 10–15 км, т.е. не противоречит тому, что получено нами, как H_* . Масса выпавшего метеорита, согласно [13], “должна быть 900 – 1000 кг”, хотя найдено 800 кг. Здесь также достаточное согласие с теорией, поскольку считаем, что после взрыва тело (или группа фрагментов) движется практически без потери массы (или ею можно пренебречь), т.к. относительная потеря массы во вспышке, как показано в [7], составляет незначительную величину. Кроме того, вычисленная нами по совершенно иной методике скорость падения метеорита на поверхность Земли (1.5 км·с⁻¹), совпадает с результатом, полученным в [4].

Необходимо обратить внимание на следующее. Высота максимального торможения метеороида не совпадает с высотой или областью его задержки. Этим понятием часто пользуются в работах по метеоритике, приписывая высоте вспышки высоту задержки. Согласно работе [15], область задержки соответствует участку высот, где сила тяжести уравнивается силой аэродинамического сопротивления, т.е. $M_\alpha g \cos Z_R = \Gamma S_\alpha \rho_\alpha V_\alpha^2$, где индекс α относится к высоте задержки, g – ускорение свободного падения, S – поперечное сечение (мидель) метеороида. Из этого соотношения следует, что метеороид может иметь две высоты задержки: первую («мнимую») высоту задержки проходит почти каждое метеорное тело на большой высоте, вторую, действительную высоту задержки, достигает далеко не каждое тело. Метеороид Куня-Ургенч прошел «мнимую» область задержки на высоте приблизительно 66 км, а действительной – не достиг. Он мог бы ее достичь у поверхности Земли (на высоте 1–1.5 км), если бы его скорость в этот момент составляла ≈ 0.13 км·с⁻¹, т.е. была бы на порядок меньше действительной.

4. УДАРНЫЕ И ВЗРЫВНЫЕ КРАТЕРЫ

Древние эродированные геологические структуры, возникшие на поверхности нашей планеты от ударов метеоритов в разное историческое время, долгое время оставались неразгаданными, поскольку не существовало необходимых для этого критериев. И только после того, как в этих структурах обнаружены так называемые конуса разрушения [22], они были названы астроблемами (звездными ранами). Конуса разрушения – бороздчатые структуры, имеющие форму шарового сектора и ориентированы преимущественно вверх, что указывало на деформирующую силу, направленную сверху и, как правило, такой мощности, которую не могли вызвать тектонические или вулканические силы. Обнаружение в конусах разрушения силикатных минералов коэсита и стишовита – полиморфных модификаций кремнезема, – образующихся при высоких давлениях, а значит при мощных взрывах или ударах, подтвердило первоначально высказанное предположение. На сегодняшний день на поверхности нашей планеты известно не менее 150 таких взрывных кратеров – астроблем, возраст которых исчисляется десятками и сотнями миллионов лет, которые изменили не только свой внешний вид, но и свои первоначальные координаты. Распознаются и отождествляются они по снимкам из космоса и на основании геологических исследований [5]. Размеры астроблем различны – от сотен метров до десятков километров. Две наиболее старые и наиболее крупные астроблемы: кратер Садбери (Sudbury) – диаметр около 200 км и возраст ≈ 1.8 млрд. лет (Канада, провинция Онтарио); и кратер Вредефорт (Vredefort Ring) – диаметр около 200 км и возраст ≈ 2 млрд. лет (Южная Америка).

При неупругих столкновениях тел предел их разрушения определяется условием, что гидродинамическое давление на ударном фронте, движущемся со скоростью V_1 в среду с плотностью ρ , должно быть не меньше прочности вещества на разрушение, т.е. $\rho V_1^2 / 2 \geq \sigma_p$. Если принять, например, прочность на разрушение равной прочности на сжатие Сихотэ – Алинского метеорита: $\sigma_p = \sigma_{сж} = 4.1 \cdot 10^9$ (дин·см⁻²) при $\rho = 7.8$ (г·см⁻³), то необходимая скорость V_1 столкновения для разрушения кристаллической решетки вещества должна быть не меньше 0.32 км·с⁻¹. При космических столкновениях это условие, как правило, всегда выполняется, а при столкновениях каменных или металлических тел при скоростях удара до 1 км·с⁻¹ образуются только вмятины порядка размера «ударника». Среди известных больших метеоритов к этой категории можно отнести железный метеорит Гоба (весом 60 т.), который при падении образовал кратер, глубина которого в 1.5 раза меньше его диаметра.

Рассмотрим приближенную схему соударений монолитных и прочных тел. При скоростях удара меньших V_1 осуществляется упругое столкновение – в мишени и снаряде не возникает остаточных деформаций. Опыты со стальным шариком при его ударе по свинцовой пластине показывают, что при $V_1 < V \leq 0.5$ (км·с⁻¹) глубина проникновения снаряда в мишень линейно растет со скоростью. Прочный снаряд не деформируется. При $0.5 < V \leq 2.5$ (км·с⁻¹) снаряд деформируется или разрушается. Глубина его проникновения сначала резко уменьшается, а потом медленно растет и на верхней границе скорости достигает примерно того же значения, что и при $V \approx 0.5$. При $2.5 < V \leq 4$ (км·с⁻¹) снаряд и примыкающие к нему участки мишени начинают течь подобно жидкости. Глубина проникновения снаряда медленно растет, а сам снаряд в образованной им полости «выварачивается наизнанку», так что кратер оказывается покрытым остатками метеорита. Большинство ударных кратеров на Земле образуется в упомянутых выше режимах, хотя параметры возникающего кратера сильно зависят от материала метеорита и особенно от материала мишени. При дальнейшем увеличении скорости удара все меньшую и меньшую роль будет играть природа метеорита и мишени, т.к. процесс носит взрывной характер. Для образования взрывного кратера обычно принимается [16, 34], что удельная кинетическая энергия падающего тела должна превосходить удельную теплоту испарения Q_v метеорита и окружающих пород, т.е. $V^2 > 2Q_v$, или плотность энергии Q взрывчатого вещества ТНТ. Для большинства пород $Q_v \approx 10^{11}$ эрг·г⁻¹ (для ТНТ $Q = 4.2 \cdot 10^{10}$ эрг·г⁻¹), поэтому взрывные кратеры начинают образовываться при скоростях удара $V \geq (3.0–4.5)$ км·с⁻¹. При столкновениях тел с такими скоростями кинетической энергии достаточно для разрушения структуры твердого тела и образования со значительного количества вещества метеорита и окружающих его пород сильно сжатого высокотемпературного газа. Объем вещества, который превращается в газ, в десятки и сотни раз превосходит размер метеорита. Если скорость падения меньше ≈ 4.0 км·с⁻¹, то образованный кратер будет ударным, небольшого размера и основная масса метеорита (монолитного или разрушенного) будет находиться в поверхностном слое.

Одним из хорошо известных и изученных является Аризонский взрывной кратер: Южная Америка; диаметр кратера 1.2 км, глубина 175 м; возраст кратера по различным оценкам от 5 до 50 тыс. лет; собрано около 30 тонн мелких металлических фрагментов. Согласно данным [18], метеорит Каньон Дьябло, образовавший кратер, состоит в среднем из 94% железа и из 5% никеля, его средняя плотность $\delta = 7.85$ г·см⁻³. Плотность почвы $\rho = 2.62$ г·см⁻³. На основании проведенных расчетов в [18] получено, что минимальная скорость выпавшего метеорита составляет 9.4 км·с⁻¹, а за наиболее вероятную принято 15 км·с⁻¹. Рассмотрен случай вертикального падения и получено, что масса выпавшего метеорита составляет 63 тыс. тонн ($d = 24.8$ м). С позиций теории [34], основанной на передаче количества движения (импульса), а не энергии («энергия есть источник действия, само действие не пропорционально энергии») и проверенной по экспериментальным данным (для скоростей от 2 м·с⁻¹ до 9 км·с⁻¹) и по статистике лунных кратеров для скоростей до 40 км·с⁻¹, приведенные результаты нуждаются в пересмотре. Запишем основные зависимости. Соотношение для глубины h кратера от первоначально неразрушенной поверхности и диаметра d выпавшего метеорита представим в виде:

$$\frac{h}{d} = 1.785 \cdot \left(\frac{\delta}{\rho} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{V^2}{\sigma_p} \right)^{1/30} \cdot \cos Z_R \quad (17)$$

Для диаметра кратера используем формулу:

$$\frac{D}{d^{3/2}} = 1.20 \cdot \left(\frac{kV\delta}{h} \right)^{1/2} \cdot (\rho\sigma_p)^{-1/4}, \quad (18)$$

где k – безразмерный фактор передачи импульса, который определяется из уравнения:

$$k = CV^2 (1 - 0.04k^2)^{1/2} + 2 \quad (19)$$

Константа $C = 4.2 \cdot 10^{-13} (\text{с}^2 \cdot \text{см}^{-2})$ – для удара камня по камню и $C = 6.5 \cdot 10^{-13} (\text{с}^2 \cdot \text{см}^{-2})$ – для удара железа по камню. Прочность на разрушение, согласно [34], равна:

$$\sigma_p = \sigma_{сж} + 0.38 g \rho h, \quad (20)$$

где второе слагаемое возникает из-за трения, вызванного вышележащими слоями почвы, g – ускорение свободного падения. Прочность на сжатие

$$\sigma_{сж} = 7.1 \cdot 10^9 D^{-1/4} (\text{дин} \cdot \text{см}^{-2}). \quad (21)$$

Из соотношений (20) и (21) следует, что $\sigma_p = 3.98 \cdot 10^8 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$. Тогда из (17) получим:

$$d = 1.09 \cdot 10^4 / V^{1/15} \cos Z_R. \quad (22)$$

Подставив это выражение для диаметра метеорита в уравнение (18), после простых вычислений получим:

$$kV^{4/5} / \cos^3 Z_R = 5.50 \cdot 10^5 \quad (23)$$

При вертикальном падении ($Z_R = 0$) из зависимости (23) следует, что скорость падения метеорита $V = 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а из (22) – диаметр метеорита $d = 41.2 \text{ м}$ (его масса $M \approx 290$ тыс. тонн). Поскольку зависимость (23) от Z_R достаточно крутая, а коэффициент k приблизительно $\sim V^{1/2}$ то скорость будет $\sim (\cos Z_R)^{2.3}$ и поэтому для случая, когда $Z_R = 45^\circ$, получим существенно отличные от предыдущих результаты: скорость падения близкая к минимальной, $V = 11.5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, диаметр метеорита $d = 61.4 \text{ м}$ ($M \approx 950$ тыс. тонн). При таком значении массы выпавшего железного метеорита можно с достаточной степенью точности принять, что она близка к заатмосферной. Скорость входа в атмосферу (при значении коэффициента абляции $\sigma = 1.25 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2 \cdot \text{см}^{-2}$) могла быть на 5 – 7 км выше скорости падения. Согласно [34] полный объем разрушения

$$V = 0.363 \cdot h \cdot D^2 = 0.0915 (\text{км}^3),$$

где h и D в км. Если принять, что кратер имеет форму шарового сегмента, то получим приблизительно такой же объем:

$$V = \pi \cdot h \cdot (4 \cdot h^2 + 3 \cdot D^2) / 24 = 0.102 (\text{км}^3).$$

Отсюда средняя удельная энергия разрушения

$$Q = E_k / V \cdot \rho = M \cdot V^2 / 2 \cdot V \cdot \rho \approx 3 \cdot 10^9 (\text{эрг} \cdot \text{г}^{-1}).$$

Для оценки частоты падений метеоритов по массе близких к Аризонскому используем зависимость (8) для лунных кратеров, поскольку она лучше всего подходит к интервалу масс, и запишем ее в виде интегрального потока числа тел с массой (в граммах) не меньше M на всю Землю за год,

$$\lg N^* = 2.92 - 0.6 \lg M$$

Отсюда период между двумя такими падениями равен:

$$1 / N^* (M = 2.9 \cdot 10^{11} \div 9.5 \cdot 10^{11} \text{ г}) \approx 9.1 \div 18.5 (\text{тыс. лет}).$$

Предложенный критерий разделения ударных и взрывных кратеров и данные табл.2 дают возможность рассчитать минимальные размеры диаметров взрывных кратеров, образующихся на поверхности Земли. Для этого используем теорию Орик [34], основные формулы которой приведены выше и теорию Станюковича [16], из которой следует, что диаметр взрывного кратера

$$D_s = 2 \lambda (E_k \cdot \eta / Q)^{1/3}, \quad (24)$$

где параметр $\lambda = 8$ для глины и равен 5 для гранита, $\eta \approx 0.8$ – коэффициент полезного использования кинетической энергии, $Q = 4.2 \cdot 10^{10}$ (эрг·г⁻¹) – плотность энергии взрывчатого вещества ТНТ, E_k – энергия взрыва, которую мы в данном случае приравниваем к кинетической энергии метеороида в точке максимального торможения, находящуюся на поверхности Земли, т.е. $E_k = M_* V_*^2 / 2$. На основании формулы (24) в работе [2] получено, что минимальные размеры взрывных кратеров могут составлять 10 – 20 м. При этом принималась минимальная скорость удара и находилась падающая масса метеорита. Необходимо отметить, что минимальный размер взрывного кратера существенно зависит не только от начальной скорости и параметра формы тела, но, прежде всего, от значения принятого коэффициента абляции σ . Нами проведены расчеты для случаев удара камня по камню, камня по глинистой почве, а также железного метеорита по камню и по глинистой почве при значениях $\sigma = 2 \cdot 10^{-12}$ и $5 \cdot 10^{-13}$ (с²·см⁻²). При первом значении σ , независимо от применяемой теоретической модели и материала метеорита и мишени, для минимальной скорости входа (11 км·с⁻¹) размеры минимальных кратеров составляют от 50 до 150 м. При увеличении заатмосферной скорости размеры кратеров несколько увеличиваются и достигают максимума при $V_0 = 15$ км·с⁻¹, при дальнейшем увеличении V_0 они достигают значений близких к нулю уже при $V_0 = 45$ –50 км·с⁻¹. При $\sigma = 5 \cdot 10^{-13}$ (с²·см⁻²) размеры минимальных кратеров имеют широкий спектр значений: от 20 до 520 м. Независимо от теоретической модели и материала метеорита и мишени – все кривые подобные. Максимальные размеры взрывных кратеров соответствуют скорости входа 30 км·с⁻¹, а минимальные – при максимально возможных заатмосферных скоростях (72 км·с⁻¹) и составляют от 20 до 130 м. Необходимо отметить, что размеры минимальных кратеров, вычисленные по формуле (24) систематически больше соответствующих размеров, полученных на основании теории [34]. Связано это с тем (согласно замечанию Орик [34]), что при ударе и в период продвижения метеорита до точки взрыва происходит передача не энергии, а импульса, при этом значительная часть энергии уносится наружу. В момент взрыва выделяется оставшаяся энергия. Из вычислений следует, чтобы диаметры кратеров по теории [16] и по теории [34] приблизительно совпадали необходимо принять значение коэффициента η в формуле (24) равным не 0.8, а 0.063 при столкновении железного тела с каменным и 0.16 при столкновении каменных тел.

Недавно обнаруженный космическим аппаратом NEAR кратер на астероиде Эрос ($D = 6$ км; $h = 700$ м), согласно приведенной выше теории [34], может быть образован такими падениями: $Z_R = 0^0$; $V \approx 26$ (км·с⁻¹); $d = 280$ м ($M \approx 3.4 \cdot 10^{13}$ г); и $Z_R = 45^0$; $V = 11.5$ (км·с⁻¹); $d = 426$ м ($M \approx 1.2 \cdot 10^{14}$ г). При вычислении приняли, что плотность метеорита равна плотности астероида ($\delta = \rho = 3.0$ г·см⁻³).

1. Бронштэн В.А. Природа и происхождение метеороидов // В сб. *Проблемы происхождения тел Солнечной системы* / Ред. В. К. Абалакин. – М. – Л.: АН СССР. – 1975. – С. 265 – 301.
2. Бронштэн В.А. Об ударных и взрывных метеоритных кратерах на Земле и Луне // *Астрон вестн.* – 1977. – **11**, № 2. – С. 78 – 84.
3. Бронштэн В.А. Анализ оценок притока метеорного вещества на Землю // *Кометы и метеоры.* – 1982. – **32**. – С. 10 – 22.
4. Бронштэн В.А. Астрономические условия падения и орбита метеорита Куны-Ургенч // *Письма в Астрон. журн.* – 1999. – **25**, № 2. – С. 153 – 155.
5. Вальтер А.А., Рябенко В.А. Петрографічні ознаки ударно-метеоритного походження Іллінецької структури (Вінницька область) // *Геол. журн.* – 1973. – **33**, № 6. – С. 139 – 141.
6. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г. Метеоры и метеорное вещество. – Киев: Наукова Думка. – 1989. – 294 с.
7. Кручиненко В.Г. Определение физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак // *Астрон. вестн.* – 1992. – **26**, № 4. – С. 104 – 112.
8. Кручиненко В.Г. Анализ изменения физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак вдоль пути // *Астрон. вестн.* – 1993. – **27**, № 6. – С. 87 – 94.
9. Кручиненко В. Г., Волощук Ю.И., Кащеев Б. Л. та ін. Метеорно – астероїдна небезпека та доплив космічної речовини на Землю // НАН України, ГАО. Препринт ГАО-98-5У. – 1998. – 56 с; *Космічна наука і технологія.* – 1999. – **5**, № 1. – С. 3 – 17.

10. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. – Л.: Гидрометеиздат. – 1980. – 247 с.
11. Левин Б.Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе.– М.: Изд-во АН СССР.– 1956.– 296 с.
12. Мазец Е. П. Микрометеороиды в космическом пространстве // В сб. *Пыль в атмосфере и околоземном космическом пространстве* / Ред. Н. Б. Дивари. – М.: Наука. – 1971. – С. 13 – 23.
13. Мухамедназаров С. Наблюдения болида и падения первого крупного метеорита в Туркменистане // Письма в Астрон. журн. – 1999. – **25**, № 2. – С. 150 – 152.
14. Симоненко А.Н., Левин Б.Ю. Приток космического вещества на Землю // Метеоритика. – 1972. – **31**. – С. 45 – 56.
15. Станюкович К.П. Элементы физической теории метеоров и кратерообразующих метеоритов // Метеоритика. – 1950. – **20**. – С. 54 – 71.
16. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. – М.: Наука, 1971. – 855 с.
17. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. – М.: Наука-Физматлит.– 1995. – 237 с.
18. Шумейкер Ю.М. Механика удара на примере Аризонского метеоритного кратера // В сб. *Взрывные кратеры на Земле и планетах* / Ред. К. П. Станюкович. – М.: Мир. – 1968. – С. 68 – 104.
19. Baggaley W.J. The size distribution of large meteor bodies // Bull. Astron. Inst. Czech. – 1978. – **29**, № 1. – P. 57 – 59.
20. Brown H. The density and mass distribution of meteoritic bodies in the neighborhood of the earth's orbit // Journ. Geophys. Res. – 1960. – **65**. – P. 1679 – 1683.
21. Ceplecha Z. Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. Astrophys. – 1992. – **263**. – P. 361–366.
22. Dietz R.S. Journ. Geol. – 1959. – **67**. – P. 497.
23. Halliday I., Blackwell A.T., and Griffin A.A. The frequency of meteorite falls on the Earth // Science. – 1984. – **223**. – P. 1405 – 1407.
24. Hawkins G.S. and Upton E.K.L. The influx rate of meteors in the earth's atmosphere // Astrophys. J. – 1958. – **128**. – P. 727–735.
25. Hawkins G.S. Asteroidal fragments // Astron. J. – 1960. – **65**. – P. 318 – 322.
26. Kruchinenko V.G. The Explosion in the Jupiter Atmosphere // Proceed. of European SL-9/Jupiter Workshop. / Eds.: R. West and H. Bohnhard. - 1995. - P. 287-292.
27. Kruchinenko V.G. The collision of the comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter // Astron. and Astrophys. Transactions. – 1997. – **13**. – P. 191 – 197.
28. Klacka J. Mass distribution and structure of the asteroid belt // Acta Astronomica et Geophysica Univ. Comenianie. – 1995. – **17**. – P. 62 – 76.
29. Latham G.V., Eving M., Press F. et al. Passive seismic experiment // Apollo 16 Preliminary Science Report. NASA SP – 315. – 1972. – P. 9.1 – 9.29.
30. McCrosky R. E. Distribution of Large Meteoritic Bodies // Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. – 1968. – № 280.
31. McCrosky R.E., Shao C.- Y. and Posen A. Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // Center for Astrophysics. Prep. Ser. – 1976. – № 665.
32. McCrosky R.E., Shao C.- Y., and Posen A. Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for Astrophysics. Prep. Ser. – 1977. – № 721.
33. 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**. – P. 259 – 274.
34. Opik E.J. Interplanetary encounters.- New York: Elsevier scient. publ. comp. – 1976. – 155 p.
35. Pecina P. and Ceplecha Z. New aspects in single-body meteor physics // Bull. Astron. Inst. Czech. – 1983. – **34**, № 2. – P. 102 – 121.
36. Rabinowitz D. L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids // In: *Hazards due to comets and asteroids* / Ed. T. Gehrels. – Univ. of Arizona Press. Tucson. – 1994. – P. 285 – 312.
37. ReVelle D.O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // Near-Earth Objects / Ed. Remo J. Annals of the New York Academy of Sciences. – 1997. – **822**. – P. 284 – 302.
38. Robertson H.P. Dynamical effects of radiation in the Solar system // Month. Not. RAS. – 1937. – **97**, № 6. – P. 423 – 438.
39. Tagliaferri E. Satellite observations of large meteoroid impacts // Meteoroid Impact Workshop. Sandia National Laboratories. – June 4-7, 1996. – Albuquerque. NM.
40. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. – 1950. – **36**, 12. – P. 686 – 695.
41. Whipple F. L. On maintaining the meteoritic complex // In: *Studies in interplanetary particles.*- Smithson. Astrophys. Obs. – 1967. – Spec. Rep. 239. – P. 3 – 45.

Поступила в редакцию 20.06.2000