

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ МАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА НА ПРОЦЕСС ЕГО ФРАГМЕНТАЦИИ В АТМОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ

А. Г. Иванов, В. А. Рыжанский

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Рассмотрен процесс фрагментации малого космического тела в форме прямоугольного параллелепипеда в атмосфере планеты. С помощью разработанной авторами модели взаимодействия тела с атмосферой и его фрагментации проведены расчеты на примере Сихотэ-Алинского метеороида. Их результаты близки к аналогичным для сферического метеороида и удовлетворительно согласуются с фактическими данными. Это позволило констатировать, что влияние формы малого космического тела на процесс его фрагментации в атмосфере планеты несущественно.

Одна из актуальных проблем современности — космическая безопасность Земли. Ее жизненная важность (вспомним масштабы Аризонской астроблемы или Тунгусского «Дива») обуславливает неослабевающее внимание к ней (см., например, [1–7]). При этом интересен и такой ее аспект, как фрагментация малого космического тела (МКТ) в атмосфере планеты с точки зрения прогнозирования последствий. Учитывая скоротечность явления и абляцию достаточно тонких наружных слоев МКТ, температуру в его основном объеме следует полагать низкой, поэтому речь может идти о хрупком разрушении. Фрагментация МКТ до последнего времени рассматривается на основе теорий прочности, принятых в сопротивлении материалов (см., например, [1–4]). С позиций современной механики разрушения с этим нельзя согласиться. В [5–7] авторы предложили альтернативную модель фрагментации МКТ, основанную на энергетическом подходе механики разрушения.

Во второй половине XX в. в механике разрушения произошел коренной пересмотр причин хрупкого разрушения. Традиционные критерии разрушения, принятые со времен Галилея, такие как критические значения напряжения и деформации (или их комбинации), не позволяли корректно описывать разрушение и были заменены новыми, основанными на энергетических соотношениях. Исторически в качестве критерия хрупкого разрушения было принято критическое значение коэффициента интенсивности напряжения в устье трещины $K_{IC} \sim \sqrt{EG_{IC}}$, где E — модуль Юнга, G_{IC} — удельная работа по продвижению хрупкой трещины.

Смена критериев разрушения существенно усложнила описание самого процесса разрушения. В ряде случаев эти трудности удается преодолеть, используя интегральный подход [8], из которого при хрупком разрушении геометрически подобных тел следует, что

$$\sigma_{cr} \sqrt{L} = \text{const}, \quad (1)$$

где σ_{cr} — разрушающее напряжение, L — характерный размер объекта.

Условие (1) можно рассматривать как результат перехода критического значения коэффициента концентрации напряжений (K_C) в устье трещины (длиной a) к стационарному значению K_{IC} ¹⁾. В самом деле, параметры K_{IC} , σ_{cr} , L и a связаны соотношением

$$K_{IC} = \sigma_{cr} \sqrt{a} f(L/a). \quad (2)$$

При геометрическом подобии образцов $L/a = \text{const}$ и соотношение (2) переходит в (1). Отметим, что в реальных объектах роль опасного дефекта весьма часто выполняет область концентратора напряжения, инициирующего разрушение. В таком случае при геометрическом подобии объектов соотношение характерных размеров этой области и объекта будет постоянным, и для описания разрушения последнего применим интегральный подход [8].

Из (1) следует, что при разрушениях геометрически подобных объектов должны проявляться сильные масштабные эффекты энер-

¹⁾ Одним из способов определения K_{IC} является разрушение геометрически подобных образцов материала при их внецентричном растяжении [9]. При достаточном увеличении характерного размера образца его разрушение переходит в хрупкое, а величина K_C уменьшается, приближаясь к своему постоянному значению K_{IC} .

гетической природы в виде резкого уменьшения прочности больших объектов и снижения σ_{cr} до уровня упругих напряжений.

Реальность и опасность сильных масштабных эффектов при разрушении неоднократно подтверждалась на практике²⁾ (см., например, [11]).

Рассматривая с этой точки зрения процесс взаимодействия МКТ с атмосферой, приходим к выводу о возможности его последовательной фрагментации на всё более мелкие части, причем акты разрушения должны быть разделены в пространстве и времени. В самом деле, если по мере уменьшения фрагментов их хрупкая прочность в соответствии с (1) резко повышается, то и их разрушение возможно только при значительном увеличении аэродинамической нагрузки, т. е. после погружения в существенно более плотные слои атмосферы. И так до тех пор, пока прочность достаточно мелкого фрагмента не станет непреодолимой для аэродинамических нагрузок. На основе этой идеи авторы разработали модель многоэтапной фрагментации МКТ и опубликовали результаты расчетов на примерах Тунгусского [5, 6] и Сихотэ-Алинского [7] метеороидов. При этом для использования формулы (1), строго справедливой при соблюдении геометрического подобия объектов, предполагалось, что форма МКТ и их фрагментов сферическая. Считалось также, что разрушающаяся она каждый раз делится на две равные части. Данное допущение оправдано относительно медленным нагружением МКТ и его фрагментов (по сравнению с временем прохождения трещины), что подтверждается расчетами. Эти предположения позволили оценить количество этапов фрагментации, а также размеры и количество фрагментов. Следует отметить, что результаты [5–7] существенно отличаются от результатов предшествующих публикаций на эту тему [3, 4], в которых разрушение МКТ рассматривалось как однократная интенсивная фрагментация (причем ни количество, ни размеры фрагментов не поддавались опреде-

²⁾Общеизвестны случаи разрушений без видимых причин мостов, морских судов, летательных аппаратов и других крупномасштабных сооружений. Известно [10], что однажды на глазах Галилея внезапно разрушилась новая галера, имевшая вдвое большие размеры, чем ее очень надежный прототип. Загадка этого феномена волновала его долгие годы и привела к формулировке закона о явлении, известном ныне как «масштабный эффект при разрушении».

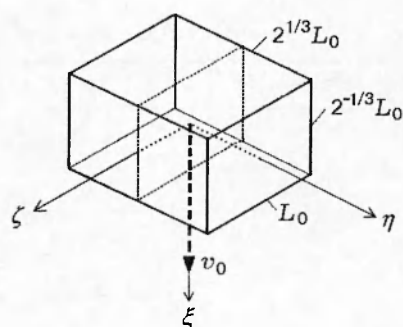


Рис. 1. Схема МКТ в форме прямоугольного параллелепипеда

лению). При этом результаты [7] (см. таблицу) не противоречат данным исследований индивидуальных фрагментов Сихотэ-Алинского метеороида [12], согласно которым «...были выделены три главные стадии дробления, протекавшего при трех разных скоростях движения...».

Судя по фотографиям астероидов и ядра кометы Галлея, многие из этих МКТ продолговаты и угловаты, т. е. по форме нечто среднее между сферой и параллелепипедом. Поскольку сферическая форма уже изучалась [5–7], рассмотрим МКТ в иной крайней форме — прямоугольного параллелепипеда с базовым размером L_0 (рис. 1). Если предположить, что его ребра соотносятся как $2^{-1/3}L_0 : L_0 : 2^{1/3}L_0$ и при разрушении он и его фрагменты каждый раз делятся по наименьшему поперечному сечению (площадью соответственно $2^{-1/3}L_0^2, \dots, 2^{-1/3}L_{k-1}^2$) на две равные части с базовыми размерами $L_1 = 2^{-1/3}L_0, L_2 = 2^{-1/3}L_1, \dots, L_k = 2^{-1/3}L_{k-1}$ ($k \leq n$ — номер акта дробления, n — номер последнего акта дробления), то будем иметь дело с геометрически подобными объектами и вправе применить вышеупомянутый интегральный подход механики разрушения. Выбрав вместо сферы параллелепипед, оценим влияние формы МКТ на результаты расчетов и уйдем от произвольного допущения, что фрагменты сферы после ее деления пополам остаются сферическими. Заметим, что принятое соотношение ребер не слишком далеко от наиболее распространенного соотношения размеров железных метеоритов ($1,5 : 1 : 0,5$ [13]).

Наиболее благоприятна для разрушения ситуация, когда площадь лобовой поверхности МКТ или его фрагмента максимальна (соответственно $2^{1/3}L_0^2$ или $2^{1/3}L_k^2$). Акты дробления

Результаты расчетов для железного МКТ в форме сферы или параллелепипеда

Форма МКТ	k	z_k , км	l_k , км	τ_k	v_k , км/с	m_k	D_k или L_k , м	δU_k , %
$M = 100$ т, $v_0 = 20$ км/с, $\alpha = 40^\circ$								
Сфера [7] ($D_0 = 3$ м, $C_\xi = 1$)	1	15,6	—	—	18,60	2	2,38	13,6
	2	14,5	1,79	305,3	18,33	4	1,89	16,0
	3	13,2	2,03	445,4	17,90	8	1,50	19,9
	4	11,5	2,57	744,9	17,10	16	1,19	26,9
Параллелепипед ($L_0 = 2,34$ м, $C_\xi = 1,5$)	1	17,1	—	—	18,47	2	1,858	14,7
	2	15,9	1,83	403,48	18,18	4	1,474	17,4
	3	14,5	2,11	601,06	17,70	8	1,170	21,7
	4	12,7	2,82	1068,72	16,74	16	0,929	29,9
$M = 300$ т, $v_0 = 12$ км/с, $\alpha = 40^\circ$								
Сфера ($D_0 = 4,19$ м, $C_\xi = 1$)	1	7,7	—	—	10,42	2	3,32	24,5
	2	6,2	2,36	525,15	10,05	4	2,64	29,9
	3	3,6	3,94	1223,72	9,08	8	2,09	42,7
Параллелепипед ($L_0 = 3,38$ м, $C_\xi = 1,5$)	1	9,3	—	—	10,38	2	2,68	25,2
	2	7,8	2,41	671,16	9,98	4	2,13	30,9
	3	4,9	4,38	1725,70	8,87	8	1,69	45,4

МКТ и его фрагментов делят траекторию полета на соответствующие этапы длиной l_k . После каждого акта дробления объемы фрагментов будут уменьшаться в два раза, а линейные размеры в $\sqrt[3]{2}$ раз.

При взаимодействии с атмосферой площадь мишени и объем сферического МКТ относятся как $1,5/D_0$, у МКТ в форме параллелепипеда, расположенного, как показано на рис. 1, — как $2^{1/3}/L_0$, а в двух других его положениях — как $1/L_0$ и $1/2^{1/3}L_0$. Учитывая возможное вращение МКТ, примем среднее значение этого отношения $\sim 1,018/L_0$. При этом скорость МКТ на расстоянии z до поверхности планеты определяется соотношением

$$v(z) = v_0 \exp[-A \exp(-x)], \quad (3)$$

где v_0 — начальная скорость (при $z = \infty$); $A = \frac{0,509 C_\xi \rho_0}{\sin \alpha} \frac{H}{\rho_b L_0}$, α — угол наклона траектории к горизонту, ρ_0 — плотность атмосферы при $z = 0$, ρ_b — плотность МКТ, H — толщина стандартной атмосферы, C_ξ — коэффициент аэродинамического сопротивления в направлении движения; $x = z/H$. Формула (3) есть решение дифференциального уравне-

ния движения МКТ в атмосфере, которая, следуя [3], принята изотермической с плотностью $\rho_a = \rho_0 \exp(-x)$:

$$\frac{dv}{dt} = -C_\xi \frac{0,509}{L_0} \frac{\rho_0}{\rho_b} v^2 \exp(-x). \quad (4)$$

Поскольку

$$dt = -\frac{dz}{v \sin \alpha} = -\frac{H dx}{v \sin \alpha},$$

уравнение (4) переходит в (3).

Пусть первое разрушение МКТ ($k = 1$) произошло на высоте z_1 при скорости v_1 . В данный момент запас упругой энергии в объеме МКТ $\sim \sigma_{cr,1}^2 L_0^3 / 2E$, где $\sigma_{cr,1} \sim p_1 = \rho_{a,1} v_1^2 / 2$, p_1 — лобовое давление³⁾, E — модуль Юнга для материала МКТ, $\rho_{a,1} = \rho_0 \exp(-x_1)$ — плотность атмосферы. Работа разрыва МКТ (по минимальному сечению) $\sim K_{IC}^2 L_0^2 / 2^{1/3} E$.

³⁾ Формула для p_1 принята как в работе [7]. К сожалению, в [7] в левых частях равенств (5)–(7) и в знаменателе формулы для константы A потерян множитель 0,25. Однако в конечных формулах (10)–(13) эта погрешность отсутствует, и результаты расчетов [7] верны.

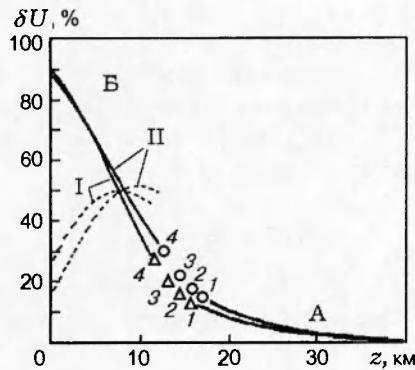


Рис. 2. Потеря энергии метеороида при торможении в атмосфере:

$M = 100$ т, $v_0 = 20$ км/с, $\alpha = 40^\circ$; I — сфера, II — параллелепипед; сплошные линии — δU , штриховые — $\delta U'$; точки 1–4 соответствуют актам фрагментации метеороида

Баланс упругой энергии и работы разрыва дает необходимое условие разрушения на первом этапе, откуда с учетом (3) следуют формулы для определения координаты и скорости МКТ в момент его разрушения:

$$x_1 + 2A \exp(-x_1) + 0,5 \ln(B/v_0^4) = 0, \quad (5)$$

$$v_1 = v_0 \exp[-A \exp(-x_1)], \quad (6)$$

где $B = 2^{8/3} K_{IC}^2 / \rho_b^2 L_0$. Для следующих этапов ($k = 2, 3, \dots, n$) необходимое условие разрушения и соответствующие решения (4) приводят к рекуррентным формулам:

$$x_k + 2A 2^{(k-1)/3} [\exp(-x_k) - \exp(-x_{k-1})] + 0,5 \ln(2^{(k-1)/3} B / v_{k-1}^4) = 0, \quad (7)$$

$$v_k = v_{k-1} \exp\{-2^{(k-1)/3} A [\exp(-x_k) - \exp(-x_{k-1})]\}. \quad (8)$$

Отметим, что формулы (5)–(8) — близкие аналоги формул (8)–(11) из [6] и (10)–(13) из [7], полученных для сферического МКТ.

Для расчетов примем исходные данные Сихотэ-Алинского метеороида из [7]: масса $M = 100$ т, $\rho_b = 7800$ кг/м³ (железо), $K_{IC}^2 = 10^{15}$ Па² · м, $v_0 = 20$ км/с; в случае параллелепипеда с $L_0 \approx 2,34$ м $C_\xi = 1,5$. Для атмосферы Земли: $H = 8000$ м, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³. Результаты расчетов и аналогичные данные для сферы ($D_0 = 3$ м, $C_\xi = 1$) [7] приведены в таблице, где $\tau_k = (l_k/v_k)/(L_k/c_b)$ — безразмерные интервалы времени на соответствующих

участках траектории между актами дробления МКТ $l_k = (z_{k-1} - z_k)/\sin \alpha$, $c_b = 5,9$ км/с — «объемная» скорость звука в материале МКТ; m_k — число фрагментов; $\delta U_k = 1 - (v_k/v_0)^2$ — потеря кинетической энергии после k -го этапа. Зависимости потери энергии метеороида $\delta U(z) = 1 - (v/v_0)^2$ приведены на рис. 2. Согласно [14] наиболее вероятными являются значения $M = 300$ т и $v_0 = 12$ км/с. Результаты расчетов при этих данных также приведены в таблице.

Как следует из таблицы и рис. 2, взаимодействие метеороида (независимо от формы) с атмосферой характеризуется его квазистатическим ($\tau_k > 300$) нагружением на стадии А, заканчивающейся интенсивной 4- или 3-кратной фрагментацией (в среднем через $l_k \approx 2 \div 3$ км). Расчетное количество актов фрагментации не противоречит вышеупомянутым данным [12]. Различия расчетных высот фрагментации МКТ разной формы представляются несущественными, хотя следует отметить, что разрушение сферы начинается и заканчивается на несколько меньших высотах, чем разрушение параллелепипеда. Это можно объяснить ее меньшим лобовым сопротивлением ($C_\xi = 1$ против 1,5 у параллелепипеда при близких площадях мишени) и более благоприятным для прочности соотношением площадей мишени и поверхности разрушения (1 против $\approx 1,6$), вследствие чего разрушающая нагрузка на параллелепипед достигается в более высоких слоях атмосферы. Рассмотрим метеороиды с $M = 100$ и 300 т.

По окончании фрагментации следует стадия Б, на которой происходит дальнейшее торможение роя образовавшихся фрагментов и удар их о грунт со скоростью

$$v_{imp} = v_n \exp\{-2^{n/3} A [1 - \exp(-x_n)]\}. \quad (9)$$

На стадии Б «перекачка» энергии метеороида в ударную волну происходит согласно формуле

$$\delta U_B = 1 - \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2 \times \exp\{-2^{1+n/3} A [\exp(-x) - \exp(-x_n)]\}. \quad (10)$$

В случае $M = 100$ т к моменту удара о грунт ($x = 0$) δU_B составляет $\approx 58\%$ (параллелепипед) и $\approx 63\%$ (сфера) от начальной энергии $\delta U_0 = M v_0^2/2$, а при $M = 300$ т для обеих геометрий $\delta U_B \approx 24\%$. При этом интенсивность

«перекачки» энергии в ударную волну следует зависимости:

$$\delta U'_B(z) \sim \frac{d(\delta U_B)}{dx} = -\left(\frac{n}{v_0}\right)^2 2^{1+n/3} A \exp\{2^{1+n/3} A [\exp(-x_n) - \exp(-x)]\} \exp(-x), \quad (11)$$

где $dx \sim dz < 0$. В случае $M = 100$ т пик зависимости $\delta \tilde{U}'_B(z)$, создающий эффект «взрыва» метеороида, достигается на высоте $H \ln(2^{1+n/3} A) \approx 10$ км (параллелепипед) и ≈ 8 км (сфера) (см. рис. 2), а при $M = 300$ т высоты соответственно равны ≈ 5 и ≈ 3 км. Эти результаты не противоречат независимым оценкам, по которым разрушение Сихотэ-Алинского метеороида произошло на высоте от 5 до 10 км.

При $M = 100$ т расчетная скорость удара фрагментов метеороида о грунт $\approx 6,8$ км/с (параллелепипед) и $\approx 6,4$ км/с (сфера), а при $M = 300$ т — соответственно $\approx 6,7$ и $\approx 6,9$ км/с. Энергия удара одного фрагмента эквивалентна энергии взрыва соответственно ≈ 34 и ≈ 30 т тротила ($M = 100$ т), 197 и 213 т ($M = 300$ т). По М. Р. Дэнсу (см. [15]) этих значений энергий достаточно для образования кратеров диаметром ≈ 38 и ≈ 36 м ($M = 100$ т), ≈ 63 и ≈ 64 м ($M = 300$ т). При $M = 100$ т указанные диаметры близки к фактическим диаметрам крупных кратеров (от 9 до 26 м). Вместе с тем расчетное число фрагментов ($m_k = 16$ при $M = 100$ т и $m_k = 8$ при $M = 300$ т) существенно меньше, чем обнаружено на кратерном поле (всего 24 кратера и ≈ 200 воронок и лунок). Большее фактическое число фрагментов обусловлено, по-видимому, пониженной прочностью МКТ из-за вполне вероятной неоднородности его структуры, учесть которую не представляется возможным.

Как следует из [7] и настоящей работы, рассмотренная модель фрагментации относится к телам из гомогенных материалов. Однако на самом деле размеры фрагментов будут характеризоваться некоторой дисперсией, вследствие неизбежного разброса физико-механических свойств материала в объеме реального метеороида. При этом нельзя исключить, что на ряде этапов разрушения метеороид или его фрагменты будут распадаться не на две, а на три части. Естественно ожидать, что статистическое распределение фрагментов по размерам фактически будет асимметричным, с резким ограничением в области больших размеров.

Итак, в рамках принятых допущений можно констатировать, что различия расчетных результатов взаимодействия МКТ исследованных форм (сфера или прямоугольный параллелепипед) с атмосферой планеты, при прочих равных условиях, несущественны.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Фадеев Ю. И.** Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 2. С. 278–280.
2. **Григорян С. С.** К вопросу о природе Тунгусского метеорита // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231, № 1. С. 57–60.
3. **Григорян С. С.** О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Косм. исследования. 1979. Т. 17, вып. 6. С. 875–893.
4. **Коробейников В. П., Власов В. И., Волков Д. Б.** Моделирование разрушения космических тел при движении в атмосферах планет // Мат. моделирование. 1994. Т. 6, № 8. С. 61–75.
5. **Иванов А. Г., Рыжанский В. А.** Возможная природа взрыва Тунгусского метеорита и распада кометы Шумейкеров — Леви // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 117–124. (Поправка: Физика горения и взрыва. 1996. № 3).
6. **Иванов А. Г., Рыжанский В. А.** Фрагментация малого небесного тела при его взаимодействии с атмосферой планеты // Докл. РАН. 1997. Т. 353, № 3. С. 334–337.
7. **Иванов А. Г., Рыжанский В. А.** Анализ процесса дробления Сихотэ-Алинского метеорита с позиций механики разрушения // Астроном. вестн. 1998. Т. 32, № 2. С. 164–168.
8. **Иванов А. Г.** Динамическое разрушение и масштабные эффекты (обзор) // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 3. С. 116–131.
9. **Вессел Э., Кларк У., Прайл У.** Оценка прочности конструктивных элементов с учетом механики разрушения // Новые методы оценки сопротивления металлов хрупкому разрушению. М.: Мир, 1972. С. 213–244.
10. **Партон В. З.** Механика разрушения: от теории к практике. М.: Наука, 1990. С. 20.
11. **Иванов А. Г., Учаев А. А., Спирин В. Д. и др.** Импульсное разрушение геометрически подобных объектов // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261, № 4. С. 868–873.
12. **Кринов Е. Л.** Железный дождь. М.: Наука, 1981.
13. **Зоткин И. Т., Цветков В. И.** О форме железных метеороидов // Астроном. вестн. 1983. Т. 17, № 1. С. 60–62.

14. **Немчинов И. В., Попова О. П.** Анализ Сихотэ-Алинского события 1947 г. и его сравнение с явлением 1 февраля 1994 г. // *Астроном. вестн.* 1997. Т. 31, № 5. С. 458–471.
15. **Иванов Б. А.** Успехи механики кратерообразования // *Механика. Новое в зарубежной науке.* Сер. 26. Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 231.

*Поступила в редакцию 21/VII 1998 г.,
в окончательном варианте — 12/XI 1998 г.*
