

03

Оценки эффективности отклонения опасного космического объекта с помощью взрыва или удара

© С.А. Мещеряков, Ю.М. Липницкий

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения (ЦНИИмаш),
141070 Королев, Московская область, Россия
e-mail: Smeshcheryakov@mtu-net.ru, lipniju42@mail.ru

(Поступило в Редакцию 4 апреля 2014 г.)

Исследована эффективность различных методов отклонения опасных космических тел, в частности астероидов. Проведен анализ основных физических процессов, происходящих при воздействии отнесенного ядерного взрыва и проведены расчеты механического импульса. Даны количественные оценки механического импульса при использовании заглубленных взрывов ядерного и химического зарядов. Получены аппроксимационные выражения для оценки механического импульса при взрывном воздействии и при высокоскоростном ударе. Обсуждена актуальность проблемы защиты Земли от опасных космических тел и последовательность решения частных задач, связанных с этой проблемой.

Введение

Благодаря успехам в развитии средств наблюдения за последнее время появилась возможность прогнозировать возможные столкновения Земли с малыми телами Солнечной системы заблаговременно. Начиная с конца прошлого столетия, время от времени стали появляться сообщения о возможных столкновениях. Хотя ни одно из таких сообщений впоследствии не оправдалось, тем не менее в настоящее время проблеме противодействия астероидно-кометной угрозе уделяется все возрастающее внимание.

Современный уровень развития науки и технологий позволяет достаточно эффективно бороться с опасностью падения на Землю космических тел. К настоящему времени известно много различных методов воздействия на опасные тела, однако ни один из них не может сравниться по эффективности с ядерным взрывом, особенно когда речь идет о сравнительно малых временах предупреждения падения такого тела на Землю.

В настоящей работе даны оценки величин механического импульса, который может быть передан космическому телу при ядерном взрыве или взрыве заряда тринитротолуола, а также при кинетическом ударе.

1. Отнесенный ядерный взрыв

При ядерном взрыве над поверхностью астероида основная часть механического импульса формируется вследствие испарения поверхностного слоя астероида.

В расчетах предполагаем, что излучение огненного шара ядерного взрыва соответствует тепловому излучению черного тела с заданной температурой. Исходя из исследования доступной литературы, минимальное значение этой температуры составляет примерно 2.6 keV [1,2] (что соответствует примерно $30 \cdot 10^6 \text{ K}$). При такой температуре основная часть энергии взрыва излучается в виде жесткого рентгеновского излучения,

которое поглощается в верхнем слое астероида и испаряет его [3].

Предполагается, что формирование импульса происходит вследствие испарения и разлета поверхностного слоя вещества астероида. Поэтому задача переноса рентгеновских квантов решается только в слое, толщина которого немного превышает толщину испаренного слоя. Физика переноса рентгеновских квантов описана в [4]. Задача является квазиодномерной, поскольку толщина испаренного слоя много меньше размера астероида. Для ее решения используется метод Монте-Карло.

Ключевым моментом расчета механического импульса является анализ термодинамических процессов, происходящих при разлете испаренного вещества астероида. Полагаем, что характерное время высвечивания огненного шара и, следовательно, энерговыделения намного меньше времени газодинамического разлета слоя. Поэтому вещество в поверхностном слое после поглощения радиационной энергии сразу оказывается в области выше критической точки. При расширении происходит конденсация вещества из сверхкритического состояния, которая и определяет формирование механического импульса. Вещество астероида имеет хондритную структуру. Поэтому энергия рентгеновского излучения, выделившаяся в той части вещества, которая осталась в конденсированной фазе, не влияет на суммарную величину механического импульса. К настоящему времени известно большое количество уравнений состояния, описывающих термодинамику конденсации веществ. В основном эти уравнения были предназначены для описания термодинамики углеводородов, хорошо проверены на практике и могут быть использованы в качестве прототипов для описания термодинамики испарения веществ астероидов при соответствующем подборе коэффициентов. Барическое уравнение Редлиха-Квонга считается одной из наиболее удачных аппрокси-

маций такого типа [5,6]

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{\sqrt{TV}(V + b)}. \quad (1)$$

Для проведения расчетов выбрано наиболее типичное вещество каменных астероидов — форстерит Mg_2SiO_4 [7]. Форстерит характеризуется следующими параметрами: масса одного моля равна 0.1406 kg, плотность — 2900 kg/m³. При испарении форстерит разлагается следующим образом [8,9]



Следует отметить, что при наличии химических реакций правило Максвелла для определения фазового равновесия не работает и необходимо использовать уравнение для химических потенциалов

$$\mu_1 = 2\mu_2 + \mu_3,$$

где μ_1, μ_2 и μ_3 — химические потенциалы $Mg_2SiO_4(l), MgO(v)$ и $SiO_2(v)$.

Эти потенциалы выражаются через потенциалы Гиббса Φ :

$$\mu_1 = \frac{\Phi_l}{0.1406}, \quad \mu_2 = \frac{\Phi_{MgO}}{0.0403}, \quad \mu_3 = \frac{\Phi_{SiO_2}}{0.06}.$$

Для определения констант a и b используем значения критических параметров для силиката алюминия, которые даны в работе [10]: $P_c = 1.257$ GPa, $T_c = 1624$ K. Величина молярной теплоемкости для паровой фазы дана в работах [11,12]: $c_v \approx 87.3$ J/(mole K).

Изотермы форстерита в области двухфазности приведены на рис. 1.

Минимальное энерговыделение, при котором вещество разлетается в виде пара, равно 128 600 J/mole (или 914 J/g).

Точность расчетов величины механического импульса по использованной методике составляет примерно 30%,

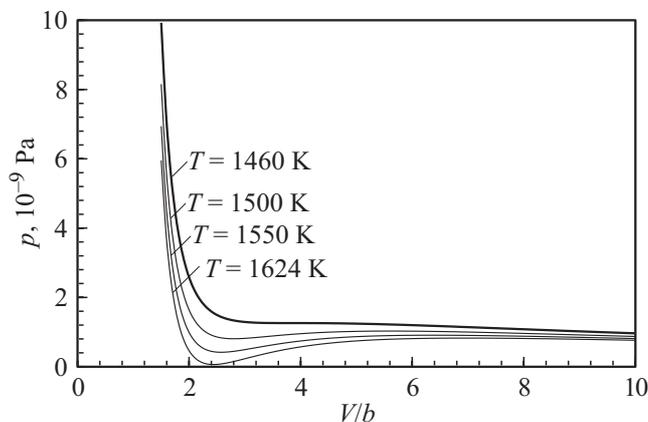


Рис. 1. Предполагаемые изотермы двухфазного состояния форстерита: зависимость давления от удельного объема.

Таблица 1. Функция $W(h)$, определяющая приведенную зависимость механического импульса от расстояния до поверхности астероида

h	5.0	25.0	70.0	150.0
W	$0.416 \cdot 10^8$	$0.134 \cdot 10^9$	$0.286 \cdot 10^9$	$0.488 \cdot 10^9$

но ее можно существенно увеличить, если провести дополнительные экспериментальные исследования.

Расчитанные зависимости величины механического импульса при отнесенном взрыве I_{SN} Ns, от мощности взрыва, размера астероида и расстояния отнесения аппроксимируются следующим аналитическим выражением:

$$I_{SN} = Q^{0.554} \left(1 - \frac{\sqrt{h^2 + 2hR}}{R + h} \right) W,$$

где Q — мощность взрыва, kt, R — радиус астероида, m, h — расстояние до поверхности астероида, m.

Величина $W = W(h)$, N s/kt^{0.554}, определяется табл. 1.

2. Заглубленный ядерный взрыв

Методика оценки величины механического реактивного импульса основана на оценках количества движения раздробленной породы, выбрасываемой из кратера. Данные по размерам кратеров при промышленных ядерных взрывах являются довольно обширными и обобщены в работе [13]. Для оценки величины импульса использовались данные по ядерным взрывам в аллювии, поскольку породы типа гранитов или базальтов слишком далеки по механическим свойствам от астероидных материалов. Плотность аллювия равна примерно 2200 kg/m³, что также достаточно близко к предполагаемой типичной плотности веществ астероидов.

Итоговая формула для величины импульса при заглубленном взрыве I_{BN} , N s, имеет вид

$$I_{BN} \cong 4592Q^{7/6}G_{BN}(\bar{h}),$$

где Q — мощность, kt, $\bar{h} = hQ^{-1/3}$ — приведенная глубина взрыва, h — глубина взрыва, m.

Функция $G_{BN}(\bar{h})$ N s/kt^{7/6} дана в табл. 2.

Следует отметить, что заглубленный ядерный взрыв может дать намного больший импульс, чем отнесенный, однако при его использовании значительно увеличивается опасность фрагментации астероида, особенно если астероид имеет „неправильную“ форму.

3. Заглубленный взрыв тринитротолуола

Результаты мощных промышленных взрывов собраны и обобщены в работе [14]. Аналогично тому, как это

Таблица 2. Функция $G_{BN}(\bar{h})$, определяющая зависимость механического импульса от приведенной глубины ядерного взрыва

\bar{h}	-3	-1.75	-1.25	-0.744	-0.588	0.0	0.208
$G_{BN}(\bar{h})$	$0.5363 \cdot 10^3$	$0.101 \cdot 10^4$	$0.157 \cdot 10^4$	$0.273 \cdot 10^4$	$0.345 \cdot 10^4$	$0.949 \cdot 10^4$	$0.127 \cdot 10^4$
\bar{h}	0.623	1.25	2.66	4.17	4.91	20.9	22.1
$G_{BN}(\bar{h})$	$0.191 \cdot 10^5$	$0.290 \cdot 10^5$	$0.530 \cdot 10^5$	$0.774 \cdot 10^5$	$0.882 \cdot 10^5$	$0.243 \cdot 10^6$	$0.251 \cdot 10^6$

Таблица 3. Функция $G_{BT}(\bar{h})$, определяющая зависимость величины механического импульса от приведенной глубины ядерного заряда при заглубленном взрыве тринитротолуола

\bar{h}	-0.54	0.0	0.5	1.14	2.02	2.54	4.0	5.37	6.21
$G_{BT}(\bar{h})$	4.9	23.7	65.2	121.6	225.0	299.3	540.7	874.9	1083.0
\bar{h}	6.83	8.13	9.31	10.65	11.71	13.21	14.14	15.4	15.78
$G_{BT}(\bar{h})$	1202.0	1314.0	1312.0	1118.0	850.6	420.9	248.4	114.6	86.7

было сделано для ядерного взрыва, величины импульсов при взрывах химического заряда тринитротолуола I_{BT} , Ws , аппроксимируется выражением

$$I_{BT} \cong 4592Q^{7/6}G_{BT}(\bar{h}),$$

где Q — вес заряда, т, $\bar{h} = hQ^{-1/3}$, h — глубина взрыва, м, функция $G_{BT}(\bar{h})$, $Ws/m^{7/6}$, дана в табл. 3.

4. Кинетический ударник

Импульс, передаваемый при высокоскоростном столкновении I_K , Ws , принято записывать в виде произведения

$$I_K = \beta I_p,$$

где $I_p = m_p v_p$ — количество движения налетающего снаряда, Ns , m_p — масса снаряда, kg , v_p — относительная скорость снаряда, m/s , β — фактор усиления импульса, связанный с выбросом вещества из кратера, образующегося после столкновения.

При низкоскоростном столкновении или в случае, когда вещество мишени является высокопористым, кратер отсутствует, при этом $\beta \equiv 1$.

При наличии выброса вещества из кратера (эджекты)

$$I = m_p v_p + m_e \bar{v}_e,$$

где m_e — масса эджекты, kg , \bar{v}_e — средняя скорость эджекты, m/s .

В этом случае $\beta = (m_p v_p + m_e \bar{v}_e) / m_p v_p = 1 + \chi$, где $\chi = m_e \bar{v}_e / (m_p v_p)$ — приведенный импульс эджекты.

Масса, выбрасываемая из кратера при гиперсверхзвуковом столкновении, может на порядок превосходить массу снаряда, однако средняя скорость эджекты соответствует скорости вещества в звуковых волнах в материале мишени, т.е. она намного меньше. Поэтому фактор усиления импульса по порядку величины близок к 1, $\beta = O(1)$.

Результаты работ [15,16] позволяют построить следующее соотношение для приведенного импульса эджекты:

$$\chi \cong 0.11v^{0.78},$$

где v — скорость снаряда, km/s . Эта формула может быть использована для скоростей, больших $1km/s$.

5. Сравнение с другими работами

Особенностью работы [17] является то, что в ней нет точных расчетных величин механических импульсов при ядерных взрывах, а указаны только примерные диапазоны. Это может быть связано как с точностью расчетов, так и с разнообразием грунтов и с различиями между типами ядерных зарядов. На рис. 2 показаны области величин импульсов по оценкам работы [17], а кривая описывает результаты вычислений по формуле разд. 2; при этом отрицательные значения на оси абсцисс соответствуют случаю отнесенного взрыва.

Результаты расчетов дополнительной скорости, передаваемой астероиду при взрывах зарядов мощностью 1 и 10 Mt, приведенные в работе [18], даны на рис. 3 (кривые 1 и 2 соответственно). Кривые 1' и 2' дают оценки по формуле разд. 2. Здесь h — заглубление заряда (отрицательные величины дают расстояние отнесения), R — радиус астероида, v — увеличение скорости в результате взрыва.

Оцениваемые в этом случае мощности взрывов намного превышают мощности наземных ядерных взрывов, на основе которых была получена аппроксимация, тем не менее это сравнение представляет интерес.

В работе [19] (в частности, на рис. 1.1 указанной работы) описано влияние глубины и высоты взрыва на отношение энергии, переданной в грунт, к энергии, переданной в грунт при контактном взрыве. К сожалению, данные по контактному взрыву, которые позволили бы „привязать“ график к конкретным мощностям

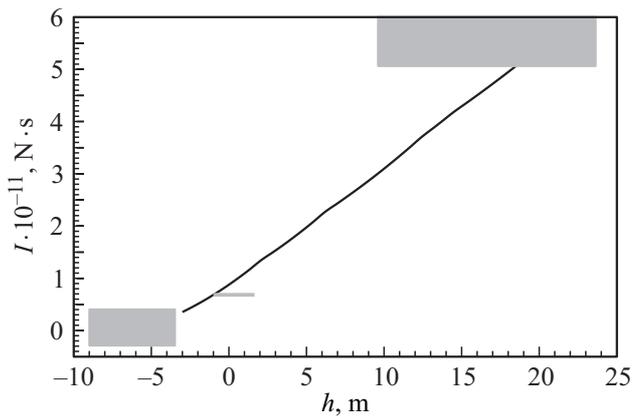


Рис. 2. Величина механического импульса, действующего на астероид, при взрыве ядерного заряда мощностью 1 Мт в зависимости от заглубления заряда.

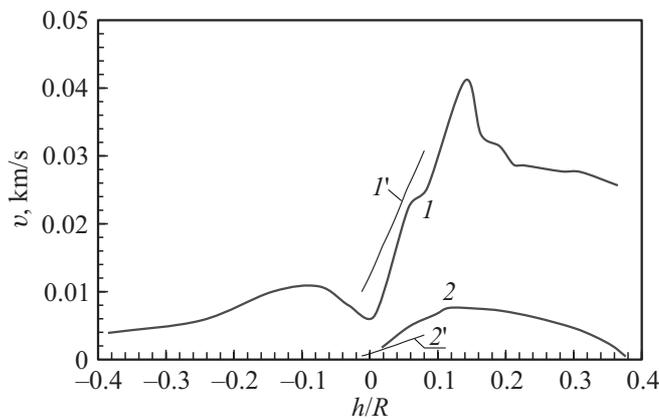


Рис. 3. Сравнение расчетов с данными работы [18].

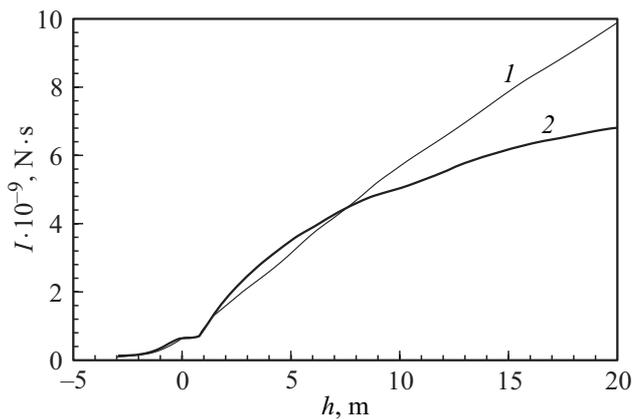


Рис. 4. Сравнение расчетов с данными работы [19].

взрывов, не приводятся. Кроме того, само понятие переданной энергии является в значительной степени неопределенным. Следует отметить, что средний механический импульс разлета продуктов взрыва определяется интегрированием по скоростям. Если предположить, что максимальная скорость разлета фрагментированного

материала астероида не зависит от глубины взрыва, то опять же грубо можно показать, что коэффициент увеличения импульса примерно пропорционален коэффициенту увеличения энергии. Поэтому в проведенном ниже сравнении относительная величина передаваемой энергии интерпретируется просто как коэффициент усиления механического импульса. На рис. 4 даны зависимости величины механического импульса, действующего на астероид при мощности взрыва 10 kt. Кривая 1 описывает результаты расчета по формулам разд. 2, а кривая 2 — по коэффициентам работы [19].

Таким образом, приведенные выше результаты сопоставления с различными данными позволяют рекомендовать полученные формулы для оценки зависимости механического импульса, передаваемого астероиду при различных способах воздействия.

6. Сравнение величин механического импульса, получаемых при различных методах воздействия

При заглубленном взрыве импульс быстро растет с увеличением глубины и на некоторой глубине достигает максимума. Величина импульса при этом превышает величину, получаемую при отнесенном взрыве, примерно на два порядка. Характерное оптимальное заглубление для заряда мощностью 10 kt составляет примерно 20 м.

Использование кинетического ударника имеет смысл, если удастся провести столкновение на скорости более 2–3 км. Величина механического импульса, передаваемого астероиду, при этом может быть в несколько раз больше, чем величина импульса при химическом взрыве. С увеличением скорости величина импульса при кинетическом ударе растет, но все равно остается намного меньше импульса, передаваемого астероиду при ядерном взрыве, даже проведенном на довольно большом расстоянии от астероида.

Заключение

Из анализа динамики орбит астероидов можно сделать общий вывод, весьма важный для выбора метода воздействия. А именно астероиды не „толкнутся“ все время в окрестности Земли. Они приходят, могут быть опасны в течение небольшого промежутка времени, а затем уходят. Поэтому проблема защиты Земли может быть решена как с помощью ядерного взрыва, так и с помощью „слабых“ воздействий, таких как кинетический удар или взрыв заряда тринитротолуола. Такие воздействия позволяют „отпихнуть“ астероид при первой встрече, и этого оказывается достаточно, поскольку второй встречи с этим астероидом уже не будет (по крайней мере, в течение 500 лет). Выбор типа воздействия определяется временем предупреждения столкновения.

Можно считать, что в недалеком будущем, после выполнения программы каталогизации всех астероидов

размерами более 100 м, сближающихся с Землей (т.е. примерно к 2025 г.!), появятся все основания для расширения работ по отклонению астероидов ядерным взрывом. В настоящее время на первом месте стоят работы по наблюдению и точному описанию орбит малых тел Солнечной Системы.

Работа финансировалась Еврокомиссией и Роскосмосом (грант FP7-SPACE-2011-282703-NEOShield).

Список литературы

- [1] *Фортков В.Е.* Экстремальные состояния вещества. М.: Физматлит, 2010. 303 с.
- [2] *Барсуков О.А.* Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии. М.: Физматлит, 2011. 559 с.
- [3] *Физика ядерного взрыва.* В 2 т. Т. 1. Развитие взрыва. Изд. 2-е / Под ред. В.М. Лоборева, Б.В. Замышляева, Е.П. Маслина, Б.А. Шилобреева. М.: Наука, 2000. 829 с.
- [4] *Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н.* Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Физматгиз, 1960. 208 с.
- [5] *Redlich O., Kwong J.N.S.* // Chem. Rev. 1949. Vol. 44. N 1. P. 233–244.
- [6] *Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т.* Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 592 с.
- [7] *Кринов Е.Л.* Железный дождь М.: Наука, 1981. 100 с.
- [8] *Kaveh P., Stevenson D.J., Eiler J.M.* Earth Planet. Sci. Lett. 2011. N 301. P. 433–443.
- [9] *Казенас Е.К., Цветков Ю.В.* Термодинамика испарения оксидов. М.: Из-во ЛКИ, 2008. 480 с.
- [10] *Ghiorso M.S., Nevins D., Cutler I., Spera F.J.* // Geochim. Cosmochim. Acta. 2009. Vol. 73. P. 6937–6951.
- [11] *Chopelas A.* // Phys. Chem. Miner. 1990. N 17. P. 149–156.
- [12] *Паньков В., Ульман В., Хайнрих Р., Краке Д.* Термодинамика глубинных геофизических сред. Российский журн. наук о Земле. 1998. Т. 1. № 1. С. 11.
- [13] *Vortman L.J.* // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. N 14. P. 4621–4636.
- [14] *Vortman L.J.* // Nucl. Appl. Technol. 1969. N 7. P. 263–304.
- [15] *Jutzi M., Michel P., Hiraoka K., Nakamura A.M., Benz W.* // Icarus. 2009. Vol. 201. P. 802–813.
- [16] *Holsapple K.A., Housen K.R.* // Icarus. 2012. Vol. 221. P. 875–887.
- [17] *Shubin O.N., Nechai V.Z., Nogin V.N., Petrov V.N., Simonenko V.A.* // Proc. of the Planetary Defense Workshop. Livermore, 1995.
- [18] *Кондауров В.И., Фортков В.Е.* Основы термомеханики конденсированной среды. М.: МФТИ, 2002. 336 с.
- [19] *Адушкин В.В., Спивак А.А.* Подземные взрывы. М.: Наука, 2007. 578 с.