

УДК 551.510:629.78

ВЗРЫВ КАК СРЕДСТВО ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗЕМЛИ ОПАСНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ ПРИ ИХ РАННЕМ И ПОЗДНЕМ ОБНАРУЖЕНИИ¹*Сазонов В. С.²*

EXPLOSION AS A MEANS OF DEFLECTION FROM THE EARTH OF HAZARDOUS CELESTIAL BODIES AT THEIR EARLY AND LATER DETECTION

Sazonov V. S.

The prevention problem of asteroid-comet hazard to the Earth is considered at early and late forecasting of a hazardous situation. The possibility of deflection of hazardous celestial bodies by use of half-buried explosion is considered. Data of given estimations are compared to results of numerical calculations.

Keywords: asteroid, hazard, explosion, influence, deflection.

Введение

Актуальность проблемы астероидно-кометной опасности для Земли очевидна, что подтверждается падением Челябинского метеорита 15 февраля 2013 г. Наиболее эффективным методом воздействия на крупные небесные тела является применение взрыва. Целью работы является поиск инженерных подходов к проблеме уменьшения астероидно-кометной опасности. Рассмотрены модель взрывного воздействия на опасное небесное тело (ОНТ) и его отклонение при позднем и раннем обнаружении.

1. Приращение скорости астероида при взрыве

Будем предполагать, что перед взрывом тело имеет форму шара. На основе физических представлений [1] далее предлагается инженерная модель расчёта действия слабо заглубленного взрыва на ОНТ, учитывающая потери его массы. Приращение скорости тела получим из законов сохранения массы, импульса и энергии. При взрыве тело теряет часть своей первоначальной массы M_0 , так что его конечная масса даётся законом сохранения массы

$$M_k = M_0 - M_1, \quad (1.1)$$

где M_1 — выбрасываемая масса. Движение тела с переменной массой описывается уравнениями Мещерского, или законом сохранения импульса. Их интегрирование дает приращение вектора скорости сразу после взрыва [2]

$$\Delta \mathbf{V} = -\mathbf{U} \ln (M_k/M_0), \quad (1.2)$$

где $\mathbf{U}$ — вектор средней скорости выброса. Формула (1.2) является аналогом формулы Циолковского для реактивного импульса ракетного двигателя.

Для определения величин, входящих в (1.2), воспользуемся автомоделным приближением, когда скорость u газа за фронтом велика и выполняется неравенство $u^2/2 \gg \varepsilon_p$, где ε_p — удельная энергия разрушения. Тогда давление P_y на фронте ударной волны радиуса R_y выражается через энергию взрыва E по одной из формул [1, 3]

$$P_y = \frac{n-1}{4\pi\eta} \frac{\chi E}{R_y^3}, \quad P_y = \frac{3(k-1)}{4\pi\xi_0} \frac{\chi E}{R_y^3}, \quad (1.3)$$

где $\chi=0,35$ — коэффициент повышения эффективности взрыва при заглублении заряда [2]; η — параметр, зависящий от показателя политропы n расширяющегося газа (при больших давлениях принимается $n=3$ и $\eta=1/6$ [1]); $\xi_0 \approx 0,8 \div 1,0$ для коэффициента изэнтропы, равном $k=3 \div 5$ [3]. Далее использовалась первая формула (1.3), которая для типичных условий, как показано ниже, совпадает со второй формулой.

¹Работа выполнена по гранту Евросоюза FP7-SPACE-2011-282703.

²Сазонов Валентин Сергеевич, канд. техн. наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник Центрального научно-исследовательского института машиностроения; e-mail: valsazonov@mail.ru.

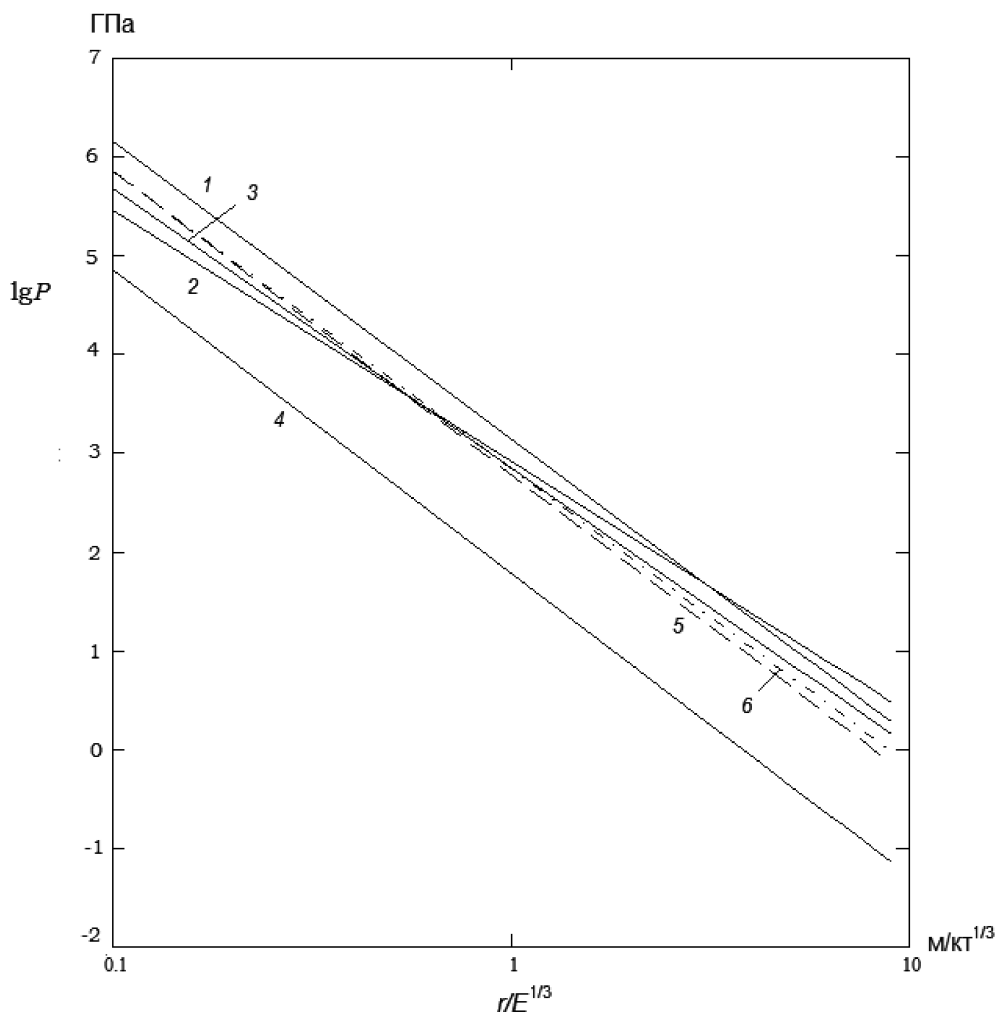


Рис. 1. Зависимости давления на фронте ударной волны от приведенного расстояния для камуфлетных и малозаглубленных ядерных взрывов по формулам (1.3) и результатам численных расчетов [4]

На рис. 1 приведены зависимости давления на ударной волне от расстояния до места взрыва, построенные на основании (1.3) и [1–4]. При $k=5$ и $\xi_0=1$ формулы (1.3) дают один и тот же результат (сплошная линия 1 на рис. 1) [2]. При $k=3$ и $\xi_0=1$ вторая формула (1.3) даёт меньшие давления (штрихпунктирная линия 6); они почти совпадают с давлениями для заглубленного на 3 м взрыва мощностью 500 кт (штриховая линия 5) [4]. Для сравнения на рис. 1 построены также другие варианты [4]. Сплошная линия 2 соответствует камуфлетному взрыву в граните, 3 — камуфлетному взрыву в пористом грунте и 4 — контактному взрыву мощностью 500 кт.

Используя первое выражение (1.3), можно получить следующие соотношения для расстояния R_k от эпицентра взрыва, где кон-

чается разрушение астероида (граница разрушения), и массы выбросов M_1 [2]

$$\begin{aligned} E_0 \chi &= 4\pi \frac{n+1}{n-1} \eta \rho_0 \varepsilon_p R_k^3, \\ M_1 &= \frac{\pi}{2} \rho_0 \beta R_k^3, \quad \beta = \frac{4}{3} - \frac{R_k}{d}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь ρ_0 , d — плотность и диаметр ОНТ, β — параметр разрушения.

Часть ζ полной энергии E_0 передается в виде кинетической энергии выброшенному со скоростью U веществу массой M_1 и оставшемуся после взрыва телу массой M_k , получающему приращение скорости ΔV , так что выполняется закон сохранения энергии

$$2\zeta E_0 = M_1 U^2 + M_k \Delta V^2. \quad (1.5)$$

Сравнение аналитических и численных значений приращения скорости

E , Мт	0,1	1	10
ΔV , м/с (данная работа)	0,24	2,31	22,41
ΔV , м/с (работа [5])	0,24	2,70	30,00

Из (1.1)–(1.5) получим приращение скорости ΔV и скорость выбросов U

$$\Delta V = -\frac{u^* \ln m}{\sqrt{\beta + \frac{\beta m}{1-m} (\ln m)^2}}, \quad U = \frac{\Delta V}{\ln m},$$

$$u^* = \sqrt{\frac{32\zeta(n+1)\eta\varepsilon_p}{\chi(n-1)}},$$

где u^* — аналог скорости звука. Относительные величины конечной (m) и выброшенной массы (M_1/M_0) определяются по формулам

$$m = \frac{M_k}{M_0} = 1 - 3\beta \left(\frac{4}{3} - \beta \right)^3,$$

$$\frac{M_1}{M_0} = 1 - m, \quad 0 < m < 1.$$

Для взрыва, близкого к контактному, на позднем этапе, когда закончилось высвечивание энергии из грунта, примерно 80% полной энергии, переданной в грунт, идет на выброс [3]. С учетом заглубления для каменных тел выбрано $\zeta=0,25$, что составляет 70% от принятого значения $\chi=0,35$, т.е. немного меньше указанной выше доли, переданной в грунт. Описанная модель использует осредненные свойства вещества по сжимаемости. Модификация с учетом холодного сжатия по уравнению Мурнагана, как показали расчеты, не дает существенных отличий. Однако, результаты сильно зависят от удельной энергии разрушения ε_p . Приведенная таблица характеризует зависимость ΔV от E при удельной энергии испарения $\varepsilon_p = 2 \cdot 10^7$ Дж/кг. Для сравнения приведены численные значения ΔV для тех же условий, то есть для скального грунта при $\rho_0=3000$ кг/м³ и $d=379$ м [5].

Видно, что приращения скорости, рассчитанные по (1.5), хорошо согласуются с данными [5], особенно при малых зарядах. Занижение при больших зарядах, очевидно, связано с игнорированием процессов плавления и дробления в данной модели.

2. Позднее обнаружение астероидов

Предположим, что перед взрывом в момент $t=0$ тело движется со скоростью v_0 к Земле по прямой, соединяющей их центры масс, расстояние между которыми r_0 . Пусть вектор взрывного усилия $\mathbf{F}$, прикладываемого под углом ψ по отношению $\mathbf{r}_0$, проходит через центр тела, так что закручивающий момент отсутствует, а возмущенная траектория лежит в плоскости, образованной векторами $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{F}$. Вектор $\Delta \mathbf{V}$ определяется из условий пролета ОНТ после взрыва на минимальном расстоянии r_{min} от Земли [2]

$$k_1 = -\frac{\sin \psi \ln m}{\sqrt{\beta + \frac{\beta m}{1-m} (\ln m)^2}},$$

$$k_1 = \frac{\Delta V}{u^*} = \frac{\sqrt{\mu r_{min}}}{r_0 u^*} \sqrt{2 + \frac{r_{min} V_0^2}{\mu}},$$

где k_1 — кинематический параметр, зависящий от начальных условий, характеристик движения и физических свойств ОНТ, μ — гравитационная постоянная Земли. Величина $k_1 = I_k/(M_k u^*)$ по физическому смыслу представляет собой безразмерный механический импульс (на единицу массы), сообщаемый оставшемуся не разрушенному телу, где I_k — истинное значение этого импульса.

На рис. 2 представлены результаты оценок мощности E_0 , обеспечивающей отклонение каменных тел на заданное расстояние $L = r_{min} - R_3$ от поверхности Земли, в зависимости от r_0 при $V_0=70$ км/с и $\varepsilon_p = 10^7$ Дж/кг. Направление взрывного импульса соответствует углу $\psi = \pi/2$, когда L максимально.

Выход наклонных кривых на асимптотические горизонтальные участки при малых r_0 соответствует полному испарению ОНТ. Горизонтальные линии разного уровня отвечают полному разрушению (квазииспарению) тела на частицы с размерами, на несколько порядков превосходящими размеры молекул, что соответствует $\varepsilon_{p1} = 10^5$ Дж/кг. Энергия взрыва, необходимая для перевода на безопасную траекторию, значительно меньше, чем для полного разрушения

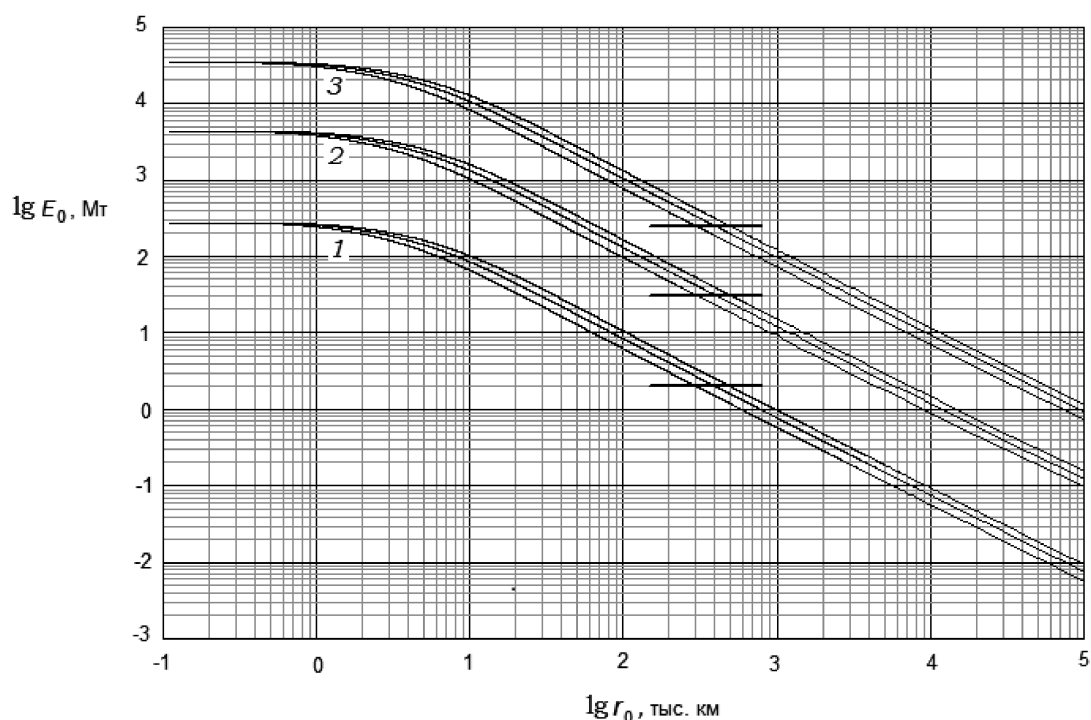


Рис. 2. Энергия E_0 , необходимая для увода ОНТ, в зависимости от начального расстояния r_0 до центра Земли при различных размерах тела (1 — $d=100$ м; 2 — 250 м; 3 — 500 м; нижние кривые в пучке соответствуют $L = 0,5R_3$, средние — $L = R_3$, верхние — $L = 1,5R_3$)

тела. Заряды, требуемые для увода ОНТ из железа, примерно в 2,7 раз больше, а для ледяных ядер в 70 раз меньше, чем для увода каменных тел.

3. Раннее обнаружение астероидов

В качестве модельного ОНТ рассмотрим астероид Апофис перед тесным сближением с Землей в 2029 году, пренебрегая малым наклонением. Точка предполагаемого столкновения B с истинной аномалией φ_B считается совпадающей с точкой пересечения орбит Земли и астероида. В произвольной точке A с истинной аномалией φ_A под углом α к вектору скорости тела $\mathbf{V}_A$ прикладывается взрывной импульс, в результате чего скорость $\mathbf{V}$ получает приращение $\Delta\mathbf{V}$ и тело начинает двигаться по возмущенной орбите. Возникающие радиальное и угловое смещения точки B и обеспечивает необходимое отклонение тела $\Delta l_B = \Delta l_{\varphi}|_{\varphi=\varphi_B} = \Delta l(\alpha, \varphi_A, \varphi_B)$ [6].

Полный увод Δl_B в зависимости от φ_A и E' , посчитанный для малых и больших зарядов ($E_0 \leq 0,1$ Мт и $E_0 \leq 1$ Мт), изображен в виде поверхностей на рис. 3. Предельное значение φ_A подбиралось из расчета, чтобы выполнялось равенство $\Delta l_B = 1$ млн км с целью

обеспечить гарантированную защиту Земли от столкновения с ОНТ. Полагалось $d=270$ м, $\alpha=0$ и $\varepsilon_p=2 \cdot 10^7$ Дж/кг (чистое испарение). Расчеты при $\varepsilon_p=10^5$ Дж/кг (модель «квази-испарения»), в случае каменных ОНТ были проведены ранее [6].

Преимуществом раннего противодействия является возможность получения больших отклонений тела при малых энергиях взрыва и эпохах воздействия. Если возмущающий импульс направлен по движению астероида Апофис ($\alpha = 0^\circ$), то чтобы отклонить его на расстояние 1 млн км, требуется воздействие заряда 0,1 Мт за 16,6 земных лет до столкновения. С ростом заряда время заблаговременного воздействия уменьшается. При взрыве 1 Мт и прочих равных условиях оно составляет всего 1,6 земных лет. Если при малых зарядах основную роль играет вековая составляющая, то при больших зарядах, наоборот, значительное отклонение возникает только за счет радиальной составляющей. Потери массы ОНТ имеют большое значение, когда мощность взрыва велика или размеры тела малы. При изменении направления взрывного импульса на противоположное величина отклонения не меняется, меняется только его знак (при $\alpha = 180^\circ$

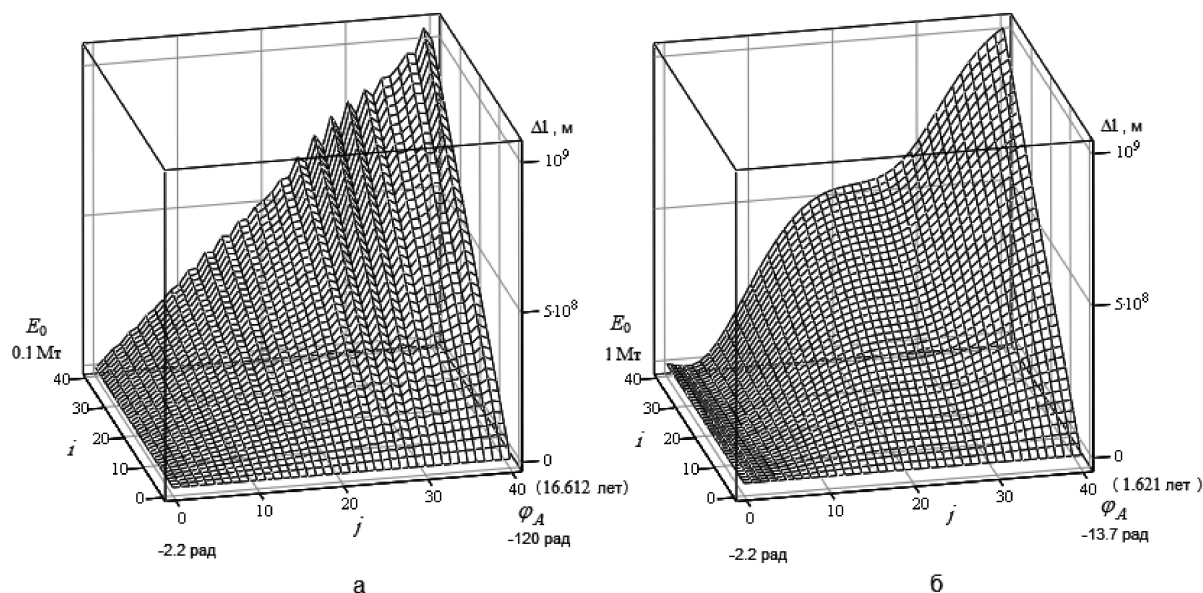


Рис. 3. Полное смещение Δl_B тела в точке В как функция энергии взрыва и истинной аномалии точки А взрыва на орбите при малых (а) и больших (б) зарядах

он отрицательный). Воздействие по нормали к траектории в плоскости орбиты дает примерно в шесть раз меньшее по абсолютной величине полное отклонение, чем при тангенциальном воздействии; причем, если взрывной импульс направлен во внешнюю сторону орбиты ($\alpha = 90^\circ$), то отклонение положительно, если вовнутрь ($\alpha = 270^\circ$) — оно отрицательно. В случае крупных тел с размерами больше, чем у астероида Апофис, можно ограничиться вековой составляющей увода.

Заключение

Предложенная методика позволяет легко пересчитывать полученные результаты по мере уточнения физических констант ОНТ. Полученные «промахи» для крупных тел относятся скорее к центру масс образующихся осколков и не превосходят радиуса Земли или нескольких его значений, что является недостатком ближнего перехвата. Более перспективным является ранний вари-

ант противодействия, поскольку можно получить большие отклонения, не менее 1 млн км. При этом радиальный увод более надежен, т.к. обеспечивает чистый промах.

Литература

1. Баум Ф. А., Каплан С. А., Станюкович К. П. Введение в космическую газодинамику. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958. 424 с.
2. Сазонов В. С., Яковлев М. В. О взрывном способе предотвращения столкновений с Землей астероидно-кометных тел при их позднем обнаружении // *Астрономический вестник*. 2006. Т. 40. №1. С. 77–88.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука. 1971. 855 с.
4. Архипов В. Н. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М.: Физматлит. 2003. 382 с.
5. Дегтярь В. Г., Волков В. А. Ракетная концепция системы противоастероидной защиты Земли. М.: Машиностроение. 2013. 316 с.
6. Сазонов В. С. Взрывное воздействие на опасные для Земли небесные тела при их раннем обнаружении // *Космонавтика и ракетостроение. ЦНИИМаш. Королев*. 2008. С. 68–79.

Ключевые слова: астероид, опасность, взрыв, воздействие, отклонение.

Статья поступила 13 октября 2013 г.

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, г. Москва

© Сазонов В. С., 2013