

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ СТОЛКНОВЕНИЯ АСТЕРОИДА АПОФИС С ЗЕМЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

А. К. Шаненко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Оценивается возможность предотвращения столкновения опасных космических объектов, в частности астероида Апофис, с нашей планетой с помощью ядерных взрывов. Рассматриваются два варианта воздействия: сообщить импульс, способный отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли, или разрушить мощным взрывом на осколки, достаточно мелкие, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе. Рассмотрена динамика разрушения астероида. Приводится распределение его осколков по размеру после воздействия ядерным зарядом определенного энерговыделения.

В итоге делается вывод, что для исключения опасного столкновения нашей планеты с астероидом Апофис необходимо заблаговременное упреждающее воздействие ядерными взрывами.

Ключевые слова: астероиды, перехват, отклонение, разрушение, удельная энергия разрушения.

В последнее время выяснилось, что на ближайшие два десятилетия наибольшую опасность для Земли представляют астероиды Апофис (диаметр – 340 м, масса – 50 млн. т) и 2012 DA14 (диаметр – 60 м). Серии наблюдений позволили определить предварительные их орбиты. Вычисления показали, что Апофис пройдет в критической близости от Земли в апреле 2029 г. Его второе сближение с Землей произойдет в 2036 г. При этом вероятность столкновения будет очень высока в случае, если при первом сближении в 2029 г. астероид окажется на расстоянии в 30404,5 км от нашей планеты (www.knlife.ru, 2010; <http://ru.wikipedia.org>, 2010).

Уникальная орбита астероида 2012 DA14, повторяющая траекторию движения Земли, позволила ученым РАН назвать объект «условным спутником Земли». Предполагается, что он пролетит на очень близком расстоянии – 26 тыс. 900 километров – от Земли, т. е. ниже орбит геостационарных спутников. Есть ненулевая вероятность столкновения с Землей.

Основное внимание в статье уделено ликвидации угрозы столкновения с Землей астероида Апофис.

Предотвращение столкновения астероидов с Землей можно представить в двух вариантах:

– орбита астероида известна, встреча с ним прогнозируется заранее и есть возможность заблаговременно предпринять действия по его перехвату, т. е. предотвратить угрозу;

– астероид обнаруживается неожиданно на небольшом расстоянии от Земли и меры по его перехвату приходится принимать в условиях ограниченного ресурса времени.

В обоих случаях предлагается использование ядерных зарядов с целью сообщить астероиду, обнаруженному на достаточном удалении от Земли, импульс, способный отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли или разрушить астероид мощным взрывом на части, достаточно мелкие, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе.

Общим для обоих случаев является необходимость применения мощных ядерных зарядов (ЯЗ) и ракетно-космических систем для доставки их к цели, а также эффективных средств космического мониторинга. Земляне обладают всеми этими средствами в полной мере и постоянно совершенствуют их с использованием достижений науки и техники.

С целью изучения поражающего воздействия ЯЗ на опасный космический объект (ОКО) необходимо проведение лабораторных модельных экспериментов и физико-математического моделирования процессов, связанных с взрывными воздействиями на ОКО.

Ниже рассмотрены возможные варианты предотвращения астероидной угрозы для нашей планеты.

В статьях [1, 2] была показана возможность использования ядерных взрывов для перехвата ОКО с целью отклонения их траектории или дробления при защите Земли от ожидаемого столкновения.

Путем аналитических исследований было показано, что для отклонения траектории астероида на расстояние L от точки падения с помощью взрыва на его поверхности под углом θ к направлению на Землю ему необходимо энерговыделение (рассматриваем случай $\theta = \pi/2$)

$$E_{\perp} = \left(\frac{2ML}{T\sqrt{4,2\pi a^2 b \rho \mu_0 \cdot 10^9}} \right)^{1/0,9} = 1,85 \cdot 10^{-7} \left(\frac{ML}{T\sqrt{\rho}} \right)^{1/0,9} \text{ [кТ]}, \quad (1)$$

где M – масса ОКО, T – время до падения, ρ – плотность породы, a и b – параметры. Величины в соотношении (1) выражены в единицах метр-тонна-секунда (1 кТ ТЭ = $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж). На рис. 1 приведена зависимость, полученная с помощью расчетов по выражению (1).

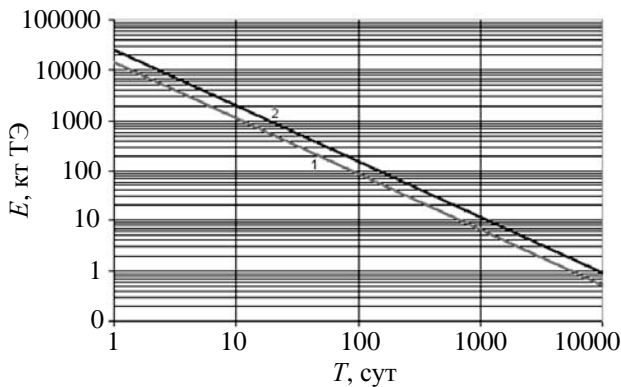


Рис. 1. Зависимость необходимого энерговыделения ядерного взрыва от ожидаемого времени до столкновения с Землей для отклонения центра масс астероида Апофис на три радиуса Земли (1); на пять радиусов (2)

Как следует из рисунка, при семилетнем резерве времени (2555 суток) энергозатраты составят 2,4–4,2 кТ ТЭ.

Рассмотрим тактику перехвата ОКО при ограниченном ресурсе времени после его обнаружения (рис. 2).

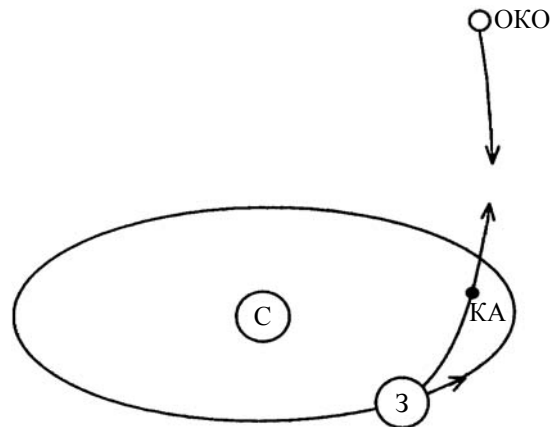


Рис. 2. Траектория типа «перехвата» при ограниченном ресурсе времени после его обнаружения. С – Солнце, З – Земля, КА – космический аппарат, ОКО – опасный космический объект

По данным работы [3] ОКО размером ≈ 100 м может быть обнаружен наземными оптическими средствами на расстоянии порядка миллиона километров, при этом разрешающая способность оптических приборов $\delta \approx 10^{-7}$ рад. Если астероид диаметром d движется со скоростью относительно Земли $V_{отн}$, то он будет обнаружен за время $T^* = d/V_{отн} \delta$ до столкновения.

Пусть в момент обнаружения с Земли в направлении на ОКО стартует перехватчик с ядерным зарядом. Его расстояние относительно центра Земли $r(t)$ описывается уравнениями:

$$\frac{dr}{dt} = W \quad \frac{dW}{dt} = -\frac{W_k^2 r_0}{2r^2}, \quad (2)$$

где W – скорость перехватчика; $W_k = \sqrt{2gr_0}$ – вторая космическая скорость; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение силы тяжести на поверхности Земли; r_0 – радиус Земли. Начальные условия – $t = 0, r = r_0, W = W_0$.

Для перехвата астероида на достаточно большом расстоянии от Земли необходимо, чтобы перехватчику была сообщена скорость, превышающая вторую космическую, $W_0 > W_k$. Решая систему, находим время от момента взрыва до ожидаемого падения ОКО:

$$T = T^* \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1} = \frac{d}{V_{\text{отн}} \delta} \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Полученные соотношения являются оценкой предельных возможностей коррекции траектории астероида с помощью взрыва, предполагающей немедленное обнаружение, оценку параметров (размер, удаленность, скорость) и старт перехватчика в момент появления ОКО в пределах области его обнаружения.

Пусть в гелиоцентрической системе координат ОКО движется со скоростью $V_{\text{ОКО}}$ по нормали к орбите Земли, скорость которой $V_3 = 30$ км/с. Скорость ОКО относительно Земли $V_{\text{отн}} = (V_{\text{ОКО}}^2 + V_3^2)^{1/2}$. Рассмотрим случай $V_{\text{ОКО}} = V_3$, $W_0 = 0,5V_3$.

В табл. 1 приводятся результаты оценок энерговыделения ядерных зарядов, применяемых в условиях ограниченного ресурса времени после обнаружения ОКО, для отклонения траектории ОКО на два радиуса Земли ($12,8 \cdot 10^3$ км).

Как видно из таблицы, в условиях дефицита времени требуется заметно большее энерговыделение, чем в условиях, когда ОКО находится под наблюдением и выбирается тактика воздействия на них.

При оценке разрушения использовалась модель Glenn L. A., Grady D. E. [4, 5] в основе которой лежит концепция, базирующаяся на соотношении баланса между поверхностной и кинетической энергией при расширении тела после динамического нагружения. Из энергетических соотношений определяется средний радиус фрагментов ξ расширяющегося жидкого тела в зависимо-

сти от его начального кинематического состояния, заданного плотностью ρ и скоростью изменения плотности $\dot{\rho}$.

$$\xi = 3 \left(\frac{10\rho\gamma}{3\dot{\rho}^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения.

В твердом теле фрагментация происходит путем развития трещин, при этом $\gamma = K_{\text{кр}}^2 / 2\rho c^2$, где $K_{\text{кр}}$ – критическое значение коэффициента интенсивности напряжений в устье трещины при одноосной деформации, c – скорость звука в породе.

На самом деле, как показывают эксперименты, описанные в работах [6, 7] разрушение нагруженных тел не происходит на фрагменты одинакового размера. На рис. 3, взятом из указанных работ, представлена зависимость числа фрагментов базальтовой мишени от отношения массы осколка M к полной массе мишени M_t .

Как видим, по оси X откладывается отношение массы осколка к полной массе мишени, а по оси Y – число осколков, соответствующих тому или иному уровню фрагментации. Для нас представляет интерес результат опыта (светлые кружки) Nakamura и Fujiwara [8].

Анализируя зависимость, необходимо обратить внимание на следующие параметры, используемые при исследовании разрушения. Это отношение энергии, переданной мишени, к полной ее массе (удельная энергия) E/M_t , f_l – отношение массы самого большого фрагмента, оставшегося после разрушения, к полной массе мишени, Q^* – специфическая энергия на единицу массы мишени, приводящая к катастрофическому разрушению ($f_l - 0,5$).

Как видно из рис. 3, удельная энергия $E/M_t \approx 3604$ Дж/кг приводит к уровню разрушения базальтовой мишени ($R \approx 10$ см), равному $f_l \approx 0,31$.

Таблица 1

Энерговыделения ЯЗ, воздействующих на ОКО

$R_{\text{ОКО}}$, м	$M_{\text{ОКО}}$, т	$V_{\text{ОКО}}$, км/с	V_3 , км/с	T , с	$V_{\text{отн}}$, км/с	E_{\perp} , кт ТЭ
10	$1,42 \cdot 10^4$	30	30	$3,8 \cdot 10^3$	$30\sqrt{2}$	32
100	$1,42 \cdot 10^7$	30	30	$3,8 \cdot 10^4$	$30\sqrt{2}$	$5,34 \cdot 10^3$
1000	$1,42 \cdot 10^{10}$	30	30	$3,8 \cdot 10^5$	$30\sqrt{2}$	$8,9 \cdot 10^5$

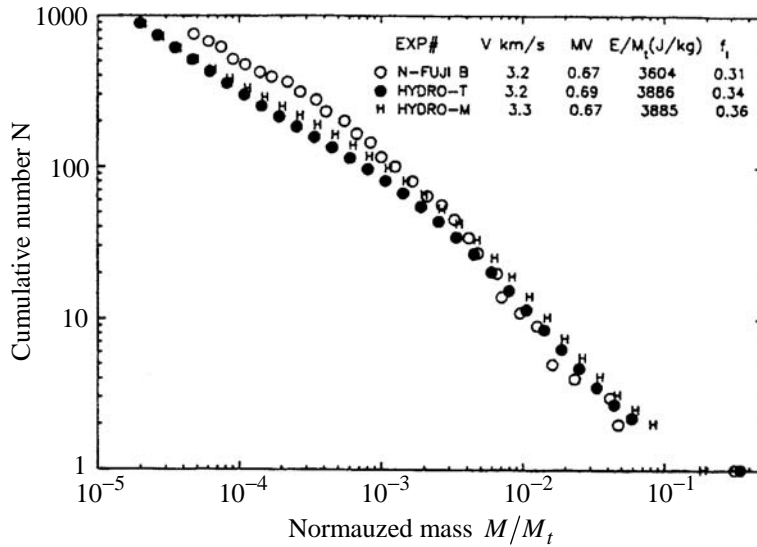


Рис. 3. Типичное распределение по относительной массе M/M_t осколков базальтовой мишени в экспериментах (светлые кружки) и в компьютерном расчете с использованием модели Grady D.E., Kipp M. E.

Необходимо отметить, что в связи с невозможностью проведения экспериментов на полномасштабных моделях (астероиды), будем полагать, что процессы разрушения на базальтовых мишенях малых размеров в лабораторных экспериментах будут аналогичны и для больших космических тел, состоящих из базальта, при воздействии на них взрывами с одинаковой удельной энергией.

На рис. 4 приведена зависимость f_1 от значения E/M_t для базальта.

В связи с тем, что по данным астрономических исследований Апофис имеет плотность при-

близительно 3 т/м^3 , мы полагаем, что он состоит из базальта.

Согласно указанной зависимости, полученной на основании данных [6, 7], оценка энерговыделения ядерного взрыва, приводящего к разрушению астероида Апофис с $f_1 \sim 0,3$, дает значение $E \approx 1 \text{ Мт ТЭ}$. При этом учитывается, что при взрыве на поверхности космического тела коэффициент передачи энергии составляет (5–7) % от энергии взрыва. Пролонгация зависимости (см. рис. 4) дает возможность оценить энерговыделение для разрушения Апофиса с $f_1 \sim 0,2$. Оно составляет $E \approx 6 \text{ Мт ТЭ}$.

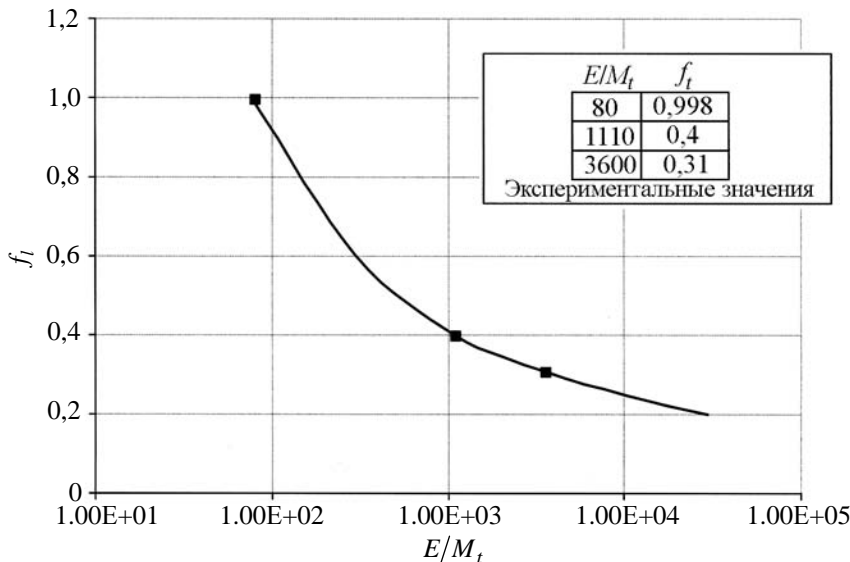


Рис. 4. Зависимость f_1 от значения E/M_t (Дж/кг) для базальта

Из зависимости, приведенной на рис. 3, получена зависимость числа фрагментов разрушенного астероида Апофис от их радиуса для случаев $f_l \sim 0,2$ и $f_l \sim 0,3$ (рис. 5).

Как видно из зависимости, после первого воздействия ядерным зарядом на Апофис образуются фрагменты: радиусом $R \sim 100$ м всего один, радиусом $R \sim 60$ м – два и радиусом $R \sim 35$ м – порядка десяти. Наиболее опасные для нашей планеты первые три осколка. Они должны быть также разрушены. Для этого понадобится дополнительно 3–4 носителя с ЯЗ энерговыделения 1–6 Мт ТЭ. В итоге, как показывают оценки, такое последовательное воздействие приведет к образованию совокупности осколков, радиусы которых будут лежать в диапазоне $0 < R < 40$ м. При этом образуется около 15 осколков радиусом близким к 40 м. Такие фрагменты, как будет показано ниже, в значительной степени разрушаются атмосферой Земли, и их остатки сгорают, не достигнув ее поверхности.

Необходимо также отметить, что фрагменты расколотой мишени имеют примерно на 50 % меньшую прочность, чем исходное тело [6, 7]. Это, в свою очередь, приведет к дроблению на более мелкие фракции. К тому же средняя наиболее вероятная скорость разлета продуктов фрагментации от воздействия ЯЗ составляет $V_{фр} \approx 1$ м/с [6, 7],

что приведет за семь лет (2029–2036 гг.) к размыванию в поперечнике их скопления до радиуса более $2 \cdot 10^5$ км, что существенно превышает радиус Земли (6378 км).

В связи с этим вероятность попадания на нашу планету такого осколка невелика. В случае же вхождения в атмосферу Земли произойдет значительное его разрушение из-за аэродинамического сопротивления.

Основные результаты процесса фрагментации осколка радиусом 40 м в атмосфере Земли приведены в табл. 2 [9]. Рассматривается форма астероида: сфера – С и параллелепипед – П.

Как следует из таблицы, итогом фрагментации в атмосфере Земли одного из осколков астероида Апофис, образовавшегося после воздействия ядерным взрывом и имеющего радиус около 40 м, будет скопление многочисленных фрагментов с $D_n \sim 6–12$ см, числом до $10^8–10^9$ и располагающихся на высоте порядка $z_n \sim 34–38$ км в площади круга радиусом 35 м с нормалью сонаправленной маршевой скорости $V \sim 26$ км/с. Иными словами, возникает так называемое поле болидов.

В монографии [10] рассмотрены задачи о прямой торможении болида в верхних слоях атмосферы Земли и его абляция.

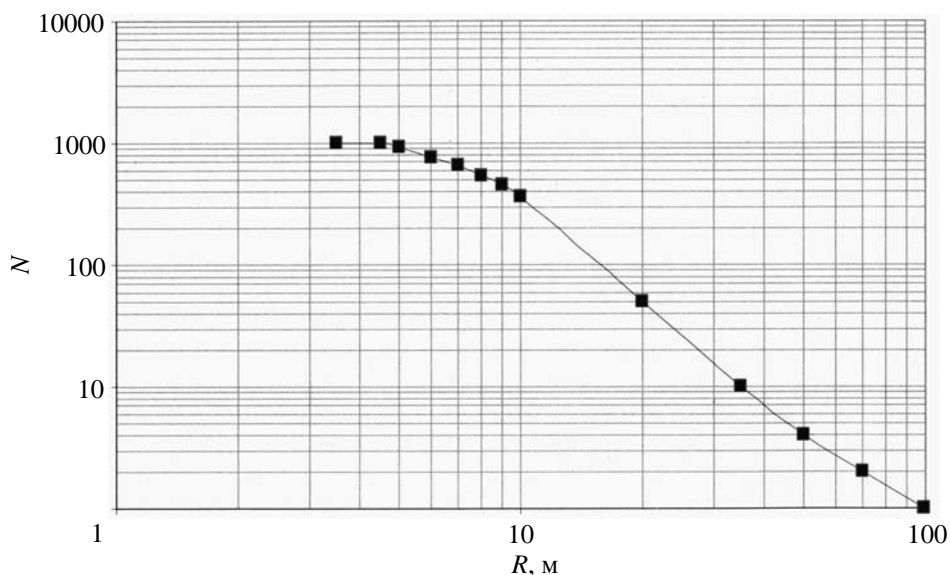


Рис. 5. Зависимость числа фрагментов N , разрушенного астероида Апофис от их радиуса R для случаев $f_l \sim 0,2$ и $f_l \sim 0,3$

Параметры фрагментации осколка радиусом 40 м

Форма астероида	V_1 , м/с	z_1 , км	n	m	V_n , м/с	z_n , км	t_{fr} , с	δU_n , %	$V_{\eta n}$, м/с	R_n , км
С	29999,7	64,0	30	$1,07 \cdot 10^9$	26264,5	35,1	0,98	23,3	77,6	0,027
П	29999,7	65,7	30	$1,07 \cdot 10^9$	26101,1	36,7	0,98	24,3	59,1	0,019
С	29999,6	64,0	29	$5,37 \cdot 10^8$	26264,4	36,0	1,34	23,3	73,1	0,036
П	29999,6	65,7	29	$5,37 \cdot 10^8$	26101,0	37,6	1,35	24,3	55,7	0,025
С	29999,4	64,0	28	$2,68 \cdot 10^8$	26264,3	37,0	1,83	23,3	68,9	0,049
П	29999,4	65,7	28	$2,68 \cdot 10^8$	26100,9	38,5	1,84	24,3	52,5	0,033

В табл. 2 V_1 , V_n – начальная и конечная скорость фрагмента, n – количество фрагментаций, m – количество фрагментов, z_1 , z_n – высота начала и конца фрагментации, δU_n – относительная доля энергии фрагментов, выделяющейся в атмосфере, $V_{\eta n}$, R_n – скорость и радиус разлета фрагментов.

Согласно монографии уравнения метеорной физики в безразмерных переменных после исключения из них времени имеют вид:

$$m \frac{dv}{dy} = \alpha \rho v s; \quad \frac{dm}{dy} = 2\alpha \beta_1 \rho v^2 s. \quad (5)$$

Масштабом скорости v , массы m и площади миделева сечения тела s выбраны их значения при входе в атмосферу, которые, как сказано выше, обозначаются индексом e . Масштабами высоты полета y и плотности атмосферы ρ служит высота однородной атмосферы h_0 (около 8 км) и значения плотности на уровне моря соответственно.

В уравнения входят два безразмерных параметра:

$$\alpha = \frac{1}{2} C_d \frac{\rho_0 h_0 S_e}{M_e \sin \gamma}, \quad \beta_1 = \frac{C_h V_e^2}{2 C_d H^*}. \quad (6)$$

Параметр α называется коэффициентом торможения. Он пропорционален отношению массы столба атмосферы с поперечным сечением S_e вдоль траектории к массе тела. β_1 – параметр уноса массы. Он пропорционален отношению доли кинетической энергии единицы массы тела, поступающей к телу в виде тепла, к эффективной энтальпии испарения.

Для получения аналитического решения уравнений (5) принимаются также два условия: $\rho = \exp(-y)$ (барометрическая зависимость для изотермической атмосферы) и $S = m^\mu$, $\mu = \text{const}$ (режим абляции). Тогда решение уравнения (5) с начальными условиями $y = \infty$, $v = 1$, $m = 1$ имеет вид:

$$m = \exp \left[-\beta_1 (1 - v^2) \right], \quad y = \ln \alpha + \beta - \ln \frac{\Delta}{2};$$

$$\Delta = \overline{Ei}(\beta) - \overline{Ei}(\beta v^2), \quad \overline{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t dt}{t}; \quad (7)$$

$$\beta = (1 - \mu) \beta_1.$$

Величина параметра μ характеризует возможную роль вращения в полете. $\mu = 0$ – вращение отсутствует, $\mu = 2/3$ – абляция тела за счет вращения, происходит равномерно по всей поверхности, так что коэффициент формы тела $A = S/W$ (отношение площади миделева сечения к объему) сохраняется. Мы будем рассматривать вариант $\mu = 0$.

В работе [11] уделяется внимание идентификации динамических параметров болидов по фотометрическим измерениям, проводимым в Канадской и Прерийской (США) сетях. Осуществляется это путем аппроксимации данных наблюдений методом наименьших квадратов, т. е. максимального приближения экспериментальной траектории болида к теоретической траектории, полученной при оптимальном наборе параметров α и β_1 .

В нашем случае задача противоположная. В связи с известными массово-габаритными характеристиками рассматриваемых тел и скоростью их движения в атмосфере возможно рассчитать по соотношению (6) параметры α и β_1 , характеризующие торможение и абляцию метеорного тела в атмосфере. Известно [10], что значение эффективной энтальпии достаточно крупных болидов ($M_e > 5$ кг) лежат в относительно узких пределах от 1000 до 2000 Дж/г. С уменьшением массы раз-

брос значений возрастает, хотя большинство болидов имеют значение H^* в тех же пределах.

Принимая значение $C_d \approx 1$, $C_h \approx 0,1$ согласно [11], значение скорости движения болида в атмосфере $V = 25$ км/с получим значение $\alpha \approx 12$, значение $\beta_1 \approx 7,5 - 15$.

Наконец, рассмотрим значения высоты погасания метеора, которые получаются из условия $m_t = 0$ или $v = v_t$ с использованием полученных значений α и β_1 .

Простые выражения для высоты погасания y_t получаются, если воспользоваться асимптотическим выражением для решения (7) при $\beta_1 \gg 1$:

$$v = 1, \quad m = 1 - 2\alpha\beta_1 \exp(-y). \quad (8)$$

В случае (8) высота погасания определяется из условия $m_t = 0$

$$y_t = \ln(2\alpha\beta_1). \quad (9)$$

Вычисления показали, что $y_t = h/h_0 \approx 4,3$, т. е. $h \approx 34$ км. Поток болидов в количестве $10^8 - 10^9$, возникший на высотах 37–38 км, по результатам оценок сгорает на высоте 34 км. На рис. 6 представлена примерная картина, которая может возникнуть при этом в атмосфере Земли. Иными словами, имеется цилиндрический объем с радиусом основания 35 м и образующей 4000 м, содержащий каменную пыль с плотностью $0,046$ т/м³. Скорость каждой пылинки 25 км/с, и их векторы почти сонаправлены. Высота над Землей переднего торца цилиндра 34–35 км.



Рис. 6. Поток болидов в атмосфере Земли

В дальнейшем предполагается провести исследование движения по направлению к Земле та-

кого сгустка вещества (частички, молекулы, атомы, ионы) с очень большой кинетической энергией и оценить последствия воздействия на Землю.

Обсуждение результатов

Для исключения опасного столкновения нашей планеты с астероидом Апофис, что может вызвать крупномасштабную региональную катастрофу, необходимо заблаговременное упреждающее воздействие ядерными взрывами. Это предпочтительно сделать в 2029 г., когда астероид после сближения с Землей будет уходить от нее до 2036 г. Одним из вариантов воздействия будет сообщение Апофису импульса, способного отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли. Но этот способ воздействия, на наш взгляд, менее надежен, чем разрушение астероида и рассредоточение его фрагментов по объему, имеющему радиус, значительно превышающий радиус Земли.

Для второго варианта, как показали оценки, понадобится около четырех-пяти ядерных зарядов с энерговыделением 1 Мт ТЭ и столько же носителей. Возможным сценарием воздействия может также стать использование зарядов с энерговыделением 6 Мт ТЭ, что приведет к более высокому уровню разрушения ($f_l \sim 0,2$) и к фрагментации на осколки меньших размеров.

Необходимо исследовать также с помощью лабораторных экспериментов возможность группового воздействия на астероид Апофис ядерными взрывами.

Очень важным аспектом предотвращения астероидно-кометной опасности являются вопросы эффективности воздействия ядерным оружием на опасные космические объекты. Для решения этой проблемы необходимо создание ЯЗ высокой надежности при использовании их в условиях космоса с энерговыделениями от единиц тонн до десятков мегатонн. Тактика воздействия ЯЗ на опасные космические объекты должна выбираться согласно информации об их орбитальных и геофизических характеристиках.

Для более детальных исследований разрушающего воздействия ядерных взрывов на опасные космические тела необходимы ряд лабораторных экспериментов с использованием легкогазовых пушек ЛГУ-16 для метания высокоскоростных элементов и моделирующих взрывов с целью воздействия на объекты исследования, имитирующие структуру астероида.

Немаловажным аспектом проблемы является также физико-математическое моделирование процессов, связанных с взрывными воздействиями на ОКО и взаимодействием его осколков с атмосферой, в целях обеспечения требуемой эффективности взрывов, а также оценки опасности последствий этих воздействий для Земли.

Проблема ОКО реальна, в мире ею занимаются всерьез, и Россия не может оставаться в стороне от общего развития.

Список литературы

1. Заграфов В. Г., Шаненко А. К. Использование ядерных взрывов для перехвата опасных космических объектов // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 4. С. 293–300.
2. Заграфов В. Г., Шаненко А. К., Рыжанский В. А. Применение ядерных взрывов для воздействия на малые космические тела в случае опасности столкновения с Землей // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 5. С. 134–139.
3. Багров А. В., Микиша М. А., Рыхлова Л. В., Смирнов В. А. Оценка возможности раннего обнаружения опасных космических объектов наземными оптическими средствами с целью предотвращения их столкновения с Землей // Тез. докл. Межд. конф. «Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)». Ч. I. 26–30 сентября 1994 г., г. Снежинск. С. 80.
4. Grady D. E. Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 322–325.
5. Glenn L. A., Chudnovsky A. Strain-energy effects on fragmentation // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59(4). P. 1379–1380.
6. Ryan E. V. Asteroid Fragmentation and Evolution of Asteroids // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2000. Vol. 28. P. 367–389.
7. Ryan E. V. and Melosh H. J. Impact fragmentation: From the laboratory to asteroids // Icarus. 1998. Vol. 133(1). P. 1–24.
8. Nakamura A. and Fujiwara A. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption // Icarus. 1991. Vol. 92. P. 132–146.
9. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Хрупкие разрушения метеороидов в атмосферах планет. Монография. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
10. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый В. И. Аэродинамика болидов. М.: Наука – Физматгиз. 1995.
11. Грицевич М. И., Попеленская Н. В. Траектории метеоров и болидов при больших параметрах уноса массы // Докл. АН РФ. 2008. Т. 418. Вып. 4. С. 477–481.

Статья поступила в редакцию 16.07.2014