

УДК 521.1

О ВОЗМОЖНОСТИ БЕЗОПАСНОГО РАЗРУШЕНИЯ УГРОЖАЮЩЕГО ЗЕМЛЕ АСТЕРОИДА

© 2019 г. А. Г. Александрова¹, Т. Ю. Галушина¹,
А. Б. Прищепенко², К. В. Холшевников^{3,4*}, В. М. Чечеткин^{5,6}

¹Томский государственный университет, Томск, Россия

²Научно-исследовательский и испытательный центр “Сириус”, Москва, Россия

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁵Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

⁶НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11.12.2018 г.; после доработки 01.03.2019 г.; принята к публикации 22.03.2019 г.

Обсуждается один из способов противодействия астероидной опасности: уничтожение ядерным устройством объекта во время его предыдущего сближения с Землей. Это реально, поскольку практически все опасные астероиды несколько раз появляются в околоземном пространстве, прежде чем выпасть на Землю. Расчеты показали, что указанный метод эффективен и практически безопасен, если соблюдать определенные условия. Приемлемы два варианта. В первом из них космический аппарат (КА) догоняет астероид на гелиоцентрической орбите. Во втором астероид догоняет КА, что требует значительно меньшей характеристической геоцентрической скорости КА. Предложенный способ ликвидации космической угрозы представляется разумным в двух случаях. Во-первых, при невозможности мягкого увода объекта с орбиты столкновения. Во-вторых, если объект постоянно возвращается к Земле. Мягкий увод с орбиты столкновения может потребоваться многократно, уничтожение же объекта происходит однократно.

DOI: 10.1134/S0004629919090019

1. ВВЕДЕНИЕ

Реальность астероидной опасности уже признана мировым сообществом [1–6]. Предложено несколько способов противодействия, каждый из которых обладает своими достоинствами и недостатками [7–11]. Самым радикальным из них является подрыв ядерного зарядного устройства (ЯЗУ) с целью уничтожения опасного небесного тела [12–16]. В предыдущей статье [17] мы рассмотрели вариант подрыва астероида за несколько лет до его предсказанного падения и показали, что проект в принципе осуществим и снижает опасность радиоактивного загрязнения до допустимого уровня: превентивное уничтожение объекта задолго перед последующим столкновением приводит к тому, что все или почти все осколки уходят с орбиты столкновения. Осуществимость связана с тем, что практически все опасные астероиды несколько раз появляются в окрестности Земли, прежде чем выпасть на нее [18].

В работе [17] мы рассматривали сугубо модельную задачу, поскольку априори не была ясна даже принципиальная приемлемость рассматриваемого способа. После получения положительного ответа на вопрос, можно постепенно переходить к более реалистической постановке задачи. Прежде всего наряду с изученным в [17] балансом энергии следует рассмотреть и баланс импульса. Далее, мы предполагали, что ЯЗУ доставляется догоняющим астероид космическим аппаратом (КА). Это требует больших геоцентрических скоростей. В самом деле, рассмотрим спутник с перигейным расстоянием 6.6 Мм (высотой около 200 км) и апогейным расстоянием 200 Мм (половина расстояния до Луны). В апогее он имеет скорость около 0.3 км/с. Геоцентрические скорости астероидов на расстояниях 200–600 Мм могут быть весьма разнообразными. Их среднеквадратическая скорость и среднеквадратическое уклонение равны 19.5 и 7 км/с соответственно [19, 20]. В работе [19] приведены также минимальная (6.6 км/с) и максимальная (34 км/с) скорости, рассчитанные

*E-mail: kvk@astro.spbu.ru

для 45 потенциально опасных астероидов. Таким образом, в апогее КА должен получить импульс от 6 до 34, в среднем 19 км/с, что делает догоняющие траектории трудноосуществимыми¹. В случае же астероида, догоняющего КА, дополнительного импульса скорости в апогее не требуется, поскольку мы допускаем жесткую посадку. Последняя даже облегчает проникновение ЯЗУ вглубь, что увеличивает эффективность подрыва.

Для общности мы рассмотрим как удар по астероиду сзади (вариант А), так и спереди (вариант Б). Математически варианты близки. Поэтому мы разбираем первый вариант и указываем на небольшие изменения для второго варианта. Считаем, что сравнительно безопасными будут осколки астероида с характерным размером не более 10 м.

Подчеркнем, что мы рассматриваем задачу в идеализированной постановке: астероид считается шаром, КА доставляется точно в заданную точку с заданным направлением скорости и т.п. Реальные астероиды имеют неправильную форму, вращаются с угловой скоростью, иногда переменной по направлению. Задачи управления КА, определения допустимых отклонений от номинала мы не касаемся. К ней имеет смысл приступить после решения более простой рассмотренной здесь задачи.

2. ГЕОМЕТРИЯ ВЗРЫВА

Пусть астероид \mathcal{A} является однородным шаром радиуса R , состоящим из вещества типа монолитного скального гранита плотности ρ . Взрыв с энерговыделением E происходит в момент t_0 в точке C на глубине a , несколько превышающей размеры ядерного зарядного устройства. Примыкающая к C часть \mathcal{A}_1 астероида разрушается полностью, превращаясь в газ и быстро затвердевающие капли жидкости. Скорости частиц относительно \mathcal{A} столь велики (порядка километров в секунду), что практически все они уходят с орбиты столкновения. Судьба оставшейся части астероида \mathcal{A}_2 зависит от его размеров. При $25 < 2R < 200$ она разбивается на осколки диаметром не больше 10, а при $2R > 250$ она уплотняется и остается цельной².

Поведение \mathcal{A}_2 (или ее осколков) и представляет предмет исследования. Границей между \mathcal{A}_1 и \mathcal{A}_2

в хорошем приближении служит сферическая поверхность [12] некоторого радиуса R_1 , определяемая двумя параметрами: глубиной воронки b и ее горизонтальным радиусом b_1 , $a < b < b_1$. Считаем $R \geq 100$, $a < b < R$, $b < b_1$, однако допускаем $b_1 > R$.

ЯЗУ доставляется на \mathcal{A} космическим аппаратом по одной из двух траекторий:

- (А) КА догоняет астероид.
- (Б) Астероид догоняет КА.

Введем следующие системы отсчета. Пусть $\mathcal{O}_1 = Ox_1y_1z_1$ — гелиоцентрическая невращающаяся система координат. Поскольку в этом параграфе нас интересует только малая окрестность эпохи t_0 , считаем \mathcal{O}_1 инерциальной. Пусть $\mathcal{O} = Oxyz$ — вспомогательная инерциальная система координат. В момент взрыва t_0 ее начало O совпадает с центром масс \mathcal{A} . Скорость O в системе \mathcal{O}_1 постоянна и равна \mathbf{v}_A — скорости \mathcal{A} в эпоху t_0 . Ось x направлена по касательной к гелиоцентрической траектории \mathcal{A} против вектора скорости \mathbf{v}_A в случае А, и по вектору скорости в случае Б. Положения осей y, z безразличны. Рассмотрим характеризующие взрыв точки и линии (см. сечение \mathcal{A} плоскостью xy на рис. 1). На положительной части оси x расположены точка $B(R)$ — точка посадки (скорее всего, жесткой) КА; $C(R - a)$ — центр взрыва; $B_1(R - a - b)$ — дно воронки; $C_1(R_1 + R - a - b)$ — центр сферической поверхности, разделяющей \mathcal{A}_1 и \mathcal{A}_2 . В плоскости xy лежат точка $B_2(R - a, b_1)$, определяющая горизонтальную границу воронки; $B_3(x, y)$ — точка пересечения окружностей, задающих поверхность \mathcal{A} и границу между \mathcal{A}_1 и \mathcal{A}_2 . Проекцию B_3 на ось x обозначим $B_4(x, 0)$. Энергию взрыва положим равной $E = 4.18 \times 10^{15}$ Дж, что соответствует 1 Мт тротилового эквивалента. При расчетах примем в согласии с [12]

$$R = 100, \quad a = 5, \quad b = 45, \quad b_1 = 175. \quad (1)$$

Найдем R_1, x (величина y не понадобится) как функцию от известных величин (1). Радиус R_1 связан с b и b_1 уравнением

$$b_1^2 + (R_1 - b)^2 = R_1^2 \implies R_1 = \frac{b^2 + b_1^2}{2b}. \quad (2)$$

Точка $B_3(x, y)$ лежит на пересечении двух окружностей

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 &= R^2, \\ (x - R - R_1 + a + b)^2 + y^2 &= R_1^2, \end{aligned}$$

¹ Термины типа “КА, догоняющий астероид”, “удар спереди” копируют термины партизанской рельсовой войны. Повредить вражеский состав \mathcal{A} можно, догнав его локомотивом \mathcal{L} (удар сзади, требуется скорость \mathcal{L} выше скорости \mathcal{A}). Также можно поставить \mathcal{L} перед \mathcal{A} (удар спереди, скорость \mathcal{L} может равняться нулю).

² Все значения приводим в системе СИ, если не оговорено противное.

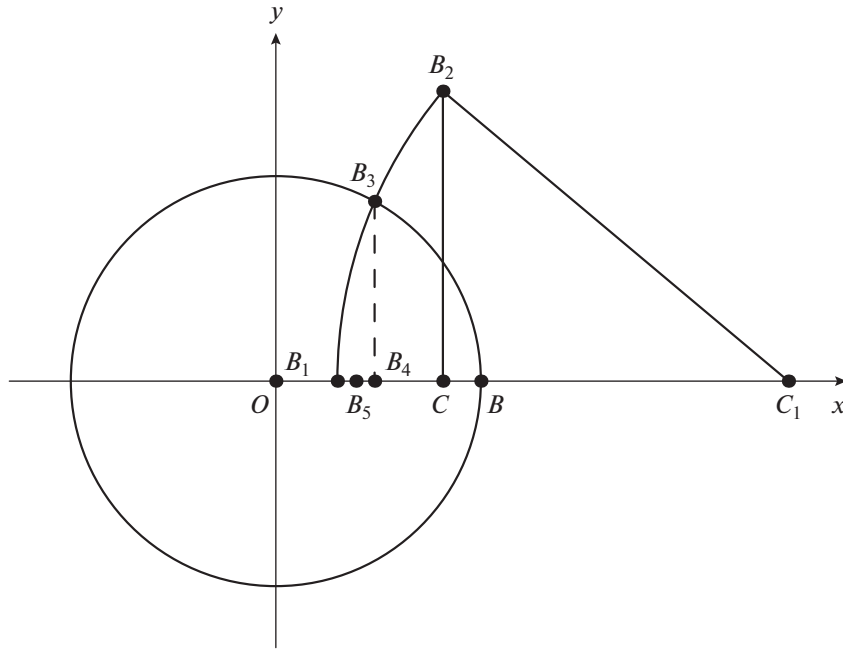


Рис. 1. Сечение шарообразного астероида плоскостью, проходящей через его центр O ; C — центр взрыва, B — эпицентр взрыва, $OB = R$, $CB = a$, $B_1B_3B_2$ — дуга окружности радиуса R_1 с центром в C_1 ; отрезки B_2C , B_3B_4 перпендикулярны оси x ; B_5 — середина отрезка B_1B_4 . Принято $a < b < R$.

откуда

$$x = \frac{(R + R_1 - a - b)^2 + R^2 - R_1^2}{2(R + R_1 - a - b)}. \quad (3)$$

Подставляя значения (1), получим

$$R_1 = 362.8, \quad x = 59.1.$$

Упростим задачу, считая границей между \mathcal{A}_1 и \mathcal{A}_2 плоскость, проходящую через точку $B_5(\xi, 0)$ — середину отрезка B_1B_4 . Очевидно,

$$\xi = \frac{R - a - b + x}{2} = 54.5,$$

так что отклонение сферической поверхности раздела от плоскости $x = \xi$ меньше 5 м, и этой величиной можно пренебречь.

Объем τ шарового слоя глубины $h < 2R$ приведен в [21]:

$$\tau = \frac{\pi h^2}{3}(3R - h). \quad (4)$$

Отсюда получаем объемы \mathcal{A}_k :

$$\tau_1 = \frac{\pi}{3}(R - \xi)^2(2R + \xi), \quad (5)$$

$$\tau_2 = \frac{\pi}{3}(R + \xi)^2(2R - \xi),$$

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = \frac{4\pi}{3}R^3.$$

В нашем примере

$$\tau_1 = 0.551 \times 10^6, \quad \tau_2 = 3.638 \times 10^6,$$

$$\tau = 4.189 \times 10^6.$$

Заметим, что даже в случае шарообразного астероида требуется тонкое управление, чтобы удар получился центральным. В случае астероида неправильной формы необходимо, чтобы удар пришелся в направлении вектора гелиоцентрической скорости \mathbf{v}_A (или против него) в точке поверхности, лежащей на продолжении вектора \mathbf{v}_A , отложенного от центра масс A в прямом или обратном направлении. Но вопросов управления в этой статье мы не касаемся.

3. БАЛАНС ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА

Теперь мы можем перейти к балансу энергии и импульса. Энергия взрыва E затрачивается на нагрев и фазовые переходы массы \mathcal{A}_1 , нагрев и дробление (или уплотнение) \mathcal{A}_2 , кинетическую энергию центров масс \mathcal{A}_k и кинетическую энергию вращательного движения \mathcal{A}_2 и его осколков. Кинетическая энергия центра масс распадается на сумму энергий движения по осям x, y, z . Обозначим через p ($0 < p < 1$) долю энергии E , идущую на кинетическую энергию движения центров масс по оси x . Тогда имеем $m_1v_1^2 + m_2v_2^2 = 2pE$, или

$$\tau_1v_1^2 + \tau_2v_2^2 = 2pE/\rho, \quad (6)$$

где v_k — абсолютная величина проекции скорости центра масс \mathcal{A}_k на ось x в системе \mathcal{O} .

Проекции импульсов масс m_1 и m_2 на оси y, z равны нулю по симметрии. Баланс же по оси x ведет к равенству $m_2 v_2 = m_1 v_1$, что равносильно $\tau_2 v_2 = \tau_1 v_1$. Вместе с (6) это дает

$$v_1^2 = \frac{2\tau_2 p E}{\tau_1 \tau \varrho}, \quad v_2^2 = \frac{2\tau_1 p E}{\tau_2 \tau \varrho}. \quad (7)$$

С приведенными выше значениями параметров и $\varrho = 2600, p = 0.1$ [12] имеем

$$v_1^2 = 50.69 \times 10^4 = (711.97)^2,$$

$$v_2^2 = 1.1624 \times 10^4 = (107.82)^2.$$

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ

Поведение испарившейся части \mathcal{A}_1 в дальнейшем нас не интересует. Поведение же \mathcal{A}_2 зависит от первоначальных размеров астероида.

4.1. Случай полного разрушения

Пусть диаметр астероида не превышает 200 м, так что \mathcal{A}_2 после взрыва представляет собой рой осколков не более 10 м в диаметре. Опишем распределение вектора скоростей \mathbf{v} осколков. С достаточной для нас точностью распределение модуля скорости не зависит от направления, а последнее симметрично относительно оси x . Поэтому можно принять плотность вероятности равной произведению $f_1(v)f_2(\theta)f_3(\lambda)$, где сферические координаты определяются соотношениями

$$v_x = -v \cos \theta, \quad v_y = v \sin \theta \cos \lambda, \quad (8)$$

$$v_z = v \sin \theta \sin \lambda.$$

Для распределения модуля скорости в [17] была предложена двучленная формула. Однако с той точностью, которой мы располагаем сегодня, достаточно аппроксимировать ее одночленной формулой

$$f_1(v) = (\nu - 1)v_0^{\nu-1}v^{-\nu}, \quad v_0 < v < \infty \quad (9)$$

при некоторых положительных $v_0, \nu, 2 < \nu < 3$. Обратим внимание, что средняя скорость частиц конечна

$$\bar{v} = \frac{\nu - 1}{\nu - 2} v_0, \quad (10)$$

тогда как среднеквадратичная скорость бесконечна благодаря медленно спадающему $f_1(v)$ при $v \rightarrow \infty$.

Перейдем от модуля к направлениям. В принятом приближении (плоская граница между \mathcal{A}_k)

разумно считать все направления скорости в пределах полупространства $x > 0$ равновероятными. Поэтому

$$f_2(\theta) = \sin \theta, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (11)$$

$$f_3(\lambda) = \frac{1}{2\pi}, \quad 0 \leq \lambda < 2\pi. \quad (12)$$

Напомним, что как в случае А, так и в случае Б осколки летят в направлении, противоположном направлению оси x . Мы учли это, поставив знак минус в первой формуле (8) и заставив θ пробегать лишь острые углы.

Ниже понадобятся функции распределения

$$F_1(v) = 1 - \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\nu-1}, \quad (13)$$

$$F_2(\theta) = 1 - \cos \theta,$$

$$F_3(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi},$$

и обратные им

$$G_1(\varphi) = v_0(1 - \varphi)^{-1/(\nu-1)}, \quad (14)$$

$$G_2(\varphi) = \arccos(1 - \varphi),$$

$$G_3(\varphi) = 2\pi\varphi.$$

Безразмерный аргумент φ во всех случаях изменяется от нуля до единицы.

Вычислим средние значения (обозначим их символом \mathcal{E}) компонент скорости:

$$\mathcal{E}v_x = -\frac{1}{2}\bar{v}, \quad \mathcal{E}v_y = \mathcal{E}v_z = 0, \quad (15)$$

где использованы легко выводимые из (13) равенства

$$\mathcal{E}v = \frac{\nu - 1}{\nu - 2} v_0 = \bar{v}, \quad (16)$$

$$\mathcal{E} \cos \theta = \frac{1}{2},$$

$$\mathcal{E} \sin \theta = \frac{\pi}{4},$$

$$\mathcal{E} \cos \lambda = \mathcal{E} \sin \lambda = 0.$$

Разумно приравнять $|\mathcal{E}v_x|$ к v_2 . Тогда из (7, 12) следует

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8\tau_1 p E}{\tau_2 \tau \varrho}}, \quad v_0 = \frac{\nu - 2}{\nu - 1} \sqrt{\frac{8\tau_1 p E}{\tau_2 \tau \varrho}}. \quad (17)$$

Согласно [12] можно принять $\nu = 2.6$ и получить

$$\bar{v} = 215.6, \quad v_0 = 80.86.$$

4.2. Случай неполного разрушения

Как было отмечено во Введении, астероид больших размеров разрушается не полностью. Часть массы вдавливается в оставшийся неразрушенным кусок. Рассмотрим модель, в которой часть \mathcal{A}_1 испаряется, а часть \mathcal{A}_2 представляет собой цельный осколок. Если бы сил сцепления не было, его фрагменты приобрели бы скорости, подчиняющиеся распределению (13). В случае цельного осколка его скорость можно считать случайной величиной, распределенной по закону (13). Математически задача совпадает с рассмотренной в разделе 4.1. Физический же смысл меняется. Вместо роя осколков мы имеем только один осколок, скорость которого является случайным вектором, подчиняющимся распределению (13).

5. ОБЛАСТЬ НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перейдем к задаче определения траекторий осколков астероида и выявления среди них сталкивающихся с Землей.

В случае полного разрушения определим область начальных данных для совокупности осколков. В случае неполного разрушения эта же область опишет нам множество начальных данных для единственного осколка вместе с вероятностью его нахождения в окрестности каждой точки области.

При расчетах полагаем $R = 100$ м, так что астероид полностью разрушается на осколки размером до 10 м. Число крупных осколков $N \sim 10^4 - 10^5$. Нас интересуют траектории осколков вплоть до момента их следующего сближения с Землей. Для большей статистической достоверности при расчетах примем $N = 10^5$. В этой работе мы пренебрегаем негравитационными силами, поэтому от массы осколка его траектория не зависит. Важны лишь его положение и скорость в начальную эпоху. Без потери точности примем, что начальное положение совпадает с положением \mathcal{A} в момент взрыва. Скорости осколков можно рассматривать как случайные величины, полная информация о которых заключена в функции распределения, или, что равносильно, в плотности вероятности.

При расчетах используется датчик случайных чисел, распределенных по закону (13). Как известно [22, §1.2], [23, §3.2], для этой цели служат обратные к функциям распределения функции (14). Численным интегрированием определяется траектория осколков на 10 лет вперед. Результатом служит число N_{near} случаев прохождения осколка внутри сферы тяготения Земли и число N_{coll} столкновений с Землей. В число N_{near} не включались случаи столкновения с Землей. Осколок включался в N_{coll} , если в некоторый момент времени расстояние от

Таблица 1. Параметры астероида

R	a	b	b_1	R_1	x	ξ	ϱ
100	5	45	175	362.8	59.1	54.5	2600

Таблица 2. Объемы и скорости

$10^{-6}\tau_1$	$10^{-6}\tau_2$	$10^{-6}\tau$	v_2	\bar{v}	v_0
0.551	3.638	4.189	107.8	215.6	80.9

него до центра Земли было меньше 6.4 Мм. Если же это расстояние лежало между 6.4 и 260 Мм, то осколок включался в N_{near} .

В случае неполного разрушения мы следим за траекторией одного крупного осколка \mathcal{A}_2 . Теперь N интерпретируется как число испытаний, а N_{near} или N_{coll} как число благоприятных исходов. Соответственно $p_{\text{near}} = N_{\text{near}}/N$ и $p_{\text{coll}} = N_{\text{coll}}/N$ представляют собой вероятности прохождения \mathcal{A}_2 через сферу тяготения и столкновения с Землей.

Значения (в единицах СИ) интересующих нас параметров собраны в табл. 1, 2.

6. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

6.1. Вариант А

Для оценки последствий взрыва мы выбрали приводящую к столкновению траекторию из доверительной области астероида Апофис, полученную на основании наблюдений до 2009 г. Объект на данной орбите проходит 13 апреля 2029 г. на расстоянии 36 830 км от геоцентра, а 13 апреля 2036 г. — 3 613 км, что фактически соответствует столкновению.

Нами были рассмотрены два момента взрыва, которые оказались наиболее эффективными в нашем предыдущем исследовании [17]:

1. Через 4 ч 38 мин после сближения 2029 г. (расстояние до Земли ~ 114 Мм);
2. Через 9 ч 26 мин после сближения 2029 г. (расстояние до Земли ~ 218 Мм).

При рассмотрении варианта А космический аппарат догоняет астероид. Ось x направлена против вектора скорости астероида. Обозначим через \mathbf{v}_A скорость астероида, а через \mathbf{v} — скорость осколка. Компоненты (v_1, v_2, v_3) вектора \mathbf{v}_A отнесем к системе \mathcal{O}_1 , а компоненты (v_x, v_y, v_z) вектора \mathbf{v} отнесем к системе \mathcal{O} . Свяжем эти системы. Легко

проверить, что за орты системы \mathcal{O} можно принять векторы \mathbf{e}_i , имеющие в системе \mathcal{O}_1 компоненты

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= -\frac{(v_1, v_2, v_3)}{e_1}, \\ \mathbf{e}_2 &= \frac{(v_2, -v_1, 0)}{e_2}, \\ \mathbf{e}_3 &= \frac{(-v_1v_3, -v_2v_3, v_1^2 + v_2^2)}{e_3}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} e_1^2 &= v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 \\ e_2^2 &= v_1^2 + v_2^2, \\ e_3^2 &= (v_1^2 + v_2^2)(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2). \end{aligned}$$

Заметим, что формулы (18) справедливы при $v_1^2 + v_2^2 > 0$, т.е. при неортогональном основной плоскости векторе \mathbf{v}_A . Если это не так (что крайне маловероятно), проще всего сменить основную плоскость.

Обозначим через e_{ik} компоненты (18) векторов \mathbf{e}_i в системе \mathcal{O}_1 , через \mathcal{M} — матрицу с элементами e_{ik} , через \mathcal{M}^* — транспонированную матрицу \mathcal{M} . Очевидно, представление \mathbf{v}' вектора \mathbf{v} в системе \mathcal{O}_1 имеет вид $\mathbf{v}' = \mathcal{M}^* \mathbf{v}$. Величина \mathbf{v}' представляет собой скорость осколка относительно астероида. Относительно Солнца скорость осколка в системе \mathcal{O}_1 равна

$$\mathbf{v}'' = \mathbf{v}_A + \mathcal{M}^* \mathbf{v}, \quad (19)$$

или в скалярных обозначениях

$$v_i'' = v_i + e_{1i}v_x + e_{2i}v_y + e_{3i}v_z. \quad (20)$$

Здесь и далее модель сил, используемая при численном моделировании, включала учет влияния больших планет, Плутона, Луны, сжатия Земли и релятивистских эффектов от Солнца. Исследование орбитальной эволюции осколка выполнялось с помощью программного комплекса “ИДА”, разработанного в НИИ ПММ ТГУ и предназначенного для исследования динамики астероидов [24, 25].

На каждый из указанных выше моментов времени проведено моделирование взрыва. Именно, положение каждого осколка считалось совпадающим с положением \mathcal{A} , а его скорость выбиралась случайным образом в соответствии с распределением (13). Далее эволюция каждого осколка была исследована численно с использованием указанной выше модели сил. В табл. 3 для каждого взрыва представлены: номер взрыва (соответствует приведенным выше моментам времени), число частиц, проходящих через сферу тяготения Земли в разные годы N_{near} и сталкивающихся с Землей

Таблица 3. Оценка последствий взрыва. Вариант А

Год	N_{near}	N_{coll}	d_{min} , км	N_{near}	N_{coll}	d_{min} , км
	I			II		
2029	1	0	113 063	2	0	217 749
2032	0	0	—	1	0	36 931
2033	1	0	27 662	2	0	135 977
2034	2	0	142 112	5	0	38 274
2035	40	3	4379	280	1	2219
2036	227	11	1199	249	11	965
2037	1	0	228 511	0	0	0
2038	1	0	184 235	1	0	88 004

N_{coll} , минимальное расстояние от геоцентра d_{min} в различные годы. Общее число осколков во всех случаях составляло сто тысяч.

Из табл. 3 видно, что полученные частицы астероида не представляют опасности до 2035 г. Однако, как было показано в нашей предыдущей работе [17], к этому моменту времени радиоактивность существенно падает. Поэтому даже в маловероятном случае падения образовавшийся метеорит не будет представлять существенной угрозы.

6.2. Вариант Б

В данном разделе рассматривается противоположный вариант — астероид догоняет космический аппарат. Ось x направлена по вектору скорости астероида. Формулы (18) следует заменить на

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= \frac{(v_1, v_2, v_3)}{e_1}, \\ \mathbf{e}_2 &= \frac{(-v_2, v_1, 0)}{e_2}, \\ \mathbf{e}_3 &= \frac{(-v_1v_3, -v_2v_3, v_1^2 + v_2^2)}{e_3} \end{aligned} \quad (21)$$

при прежних значениях e_1, e_2, e_3 .

Формулы (19, 20) остаются в силе.

В табл. 4 представлены результаты оценивания последствий взрыва. Обозначения аналогичны обозначениям табл. 3. Из табл. 4 видно, что в случае взрыва через короткое время после тесного сближения есть опасность падения радиоактивных осколков в 2029 г. Поэтому данный вариант взрыва допустим только на существенном удалении от Земли.

Таблица 4. Оценка последствий взрыва. Вариант Б

Год	N_{near}	N_{coll}	d_{min} , км	N_{near}	N_{coll}	d_{min} , км
	I			II		
2029	9	2	3905	8	0	35 333
2030	12	0	39 011	3	0	37 897
2031	8	0	37 697	6	0	29 848
2032	6	1	6344	6	0	28 258
2033	14	0	9520	3	0	26 929
2034	6	0	17 849	3	0	27 090
2035	6	0	32 849	3	0	24 120
2036	246	16	1205	313	13	1203
2037	46	5	3120	64	1	2991
2038	19	1	6404	14	0	6570
2039	6	1	3280	8	0	21 710

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы более тщательно исследовали рассмотренную в [17] задачу уничтожения опасного астероида ядерным взрывом задолго перед предсказанным падением на Землю. Учтен баланс энергии и импульса астероида и КА после подрыва ЯЗУ. Рассмотрено два варианта уничтожения опасного астероида. В первом из них КА догоняет астероид на гелиоцентрической орбите. Во втором астероид догоняет КА, что требует значительно меньшей характеристической геоцентрической скорости КА. В случае подрыва почти сразу после сближения астероида с Землей второй вариант более опасен (небольшое количество радиоактивных осколков может упасть на землю сразу после подрыва). Но при подрыве по прошествии 10 ч после сближения оба варианта равносильны. Сразу после подрыва ни один осколок не сталкивается с Землей. Через 7 лет в обоих случаях выпадает чуть более 10 осколков. За это время их радиоактивность снижается до уровня, все еще представляющего опасность, но уже далеко не катастрофическую. Заметим попутно, что взрыв незадолго до падения абсолютно неприемлем: на Землю обрушивается огромное число высокорadioактивных осколков [17].

Разумеется, реальная ликвидация конкретно опасного астероида требует значительно более тщательной проработки. Но эту работу разумно делать лишь для астероида, падение которого на

Землю неминуемо, и после анализа более мягких вариантов предотвращения катастрофы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-12-00050) и Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Д. Медведев, М. Л. Свешников, А. Г. Сокольский, Е. И. Тимошкова, Ю. А. Чернетенко, Н. С. Черных, В. А. Шор, *Астероидно-кометная опасность*, под ред. А. Г. Сокольского (СПб: изд-во ИПА РАН, 1996).
2. А. А. Боярчук (ред.), *Угроза с неба: рок или случайность?* (М.: Космоинформ, 1999).
3. Б. М. Шустов, Л. В. Рыхлова (ред.) *Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра* (М.: Физматлит, 2013).
4. Б. М. Шустов, Л. В. Рыхлова, Ю. П. Кулешов, Ю. Н. Дубов, и др., *Астрон. вестн.* **47**, 327 (2013).
5. D. Perna, M. A. Barucci, and M. Fulchignoni, *Astron. and Astrophys. Rev.* **21**, 65 (2013).
6. R. L. Schweickart, *The Asteroid Impact Threat: Decisions Upcoming*, 37th COSPAR Scientific Assembly, held 13–20 July 2008, in Montréal, Canada, p. 2792 (2008).
7. Л. Л. Соколов, А. А. Башаков, Н. П. Питьев, *Астрон. вестн.* **42**, 20 (2008).
8. Л. Л. Соколов, А. А. Башаков, Н. П. Питьев, *Астрон. вестн.* **43**, 333 (2009).
9. В. Г. Дегтярь, В. А. Волков, *Ракетная концепция системы противастероидной защиты Земли* (М.: Машиностроение, 2013).
10. L. Drube, A. W. Harris, T. Hoerth, P. Michel, D. Perna, and F. Schfër, *NEOSHIIELD — A Global Approach to Near-earth Object Impact Threat Mitigation*, Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense, edited by J. N. Pelton and Firooz Allahdadi (Springer Reference Work, 2015), p. 763.
11. R. Clement, *Impact Hazard Mitigation: Understanding the Effects of Nuclear Explosive. Outputs on Comets and Asteroids*, Proc. Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conf., held in Wailea, Maui, Hawaii, September 1–4, 2009, edited by S. Ryan (The Maui Economic Development Board, 2009), id. E37.
12. А. Н. Верещага, В. Г. Заграфов, А. К. Шаненко, *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика.* Вып. 3/1, 3 (1994/1995).
13. А. Н. Верещага, В. Г. Заграфов, А. К. Шаненко, *Международная конференция “Космическая защита Земли-96” (SPE-96), 23–27 сентября 1996 г., Снежинск (Челябинск-70).* Тезисы докладов (РФЯЦ-ВНИИТФ, 1996), 82.
14. В. С. Сазонов, *Экологический вестник научных центров ЧЭС* **3**, 118 (2013).

15. С. А. Мещеряков, Ю. М. Липницкий, Журн. техн. физики **85**, 26 (2015).
16. D. E. Maxwell, in *Impact and Explosion Cratering* (New York: Pergamon Press, 1977).
17. А. Г. Александрова, Т. Ф. Галушина, А. Б. Прищепенко, К. В. Холшевников, В. М. Чечеткин, Астрон. журн. **93**, 595 (2016).
18. А. В. Елькин, Л. Л. Соколов, Международная конференция “Астероидная опасность-95”, 23–25 мая 1995 г., Санкт-Петербург. Тезисы докладов. т. 2, 41.
19. K. V. Kholshchevnikov and V. A. Shor, *Astron. Astrophys. Trans.* **8**, 49 (1995).
20. K. V. Kholshchevnikov and V. A. Shor, *Earth, Moon, and Planets* **72**, 419 (1995).
21. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, *Справочник по математике* (М.: Наука, 1986).
22. С. М. Ермаков, Г. А. Михайлов, *Статистическое моделирование* (М.: Наука, 1982).
23. А. А. Боровков, *Теория вероятностей* (М.: Эдиториал УРСС, 1999).
24. Л. Е. Быкова, Т. Ю. Галушина, *Изв. ВУЗов. Физика* **52**, 10/2, 12 (2009).
25. Л. Е. Быкова, Т. Ю. Галушина, А. П. Батулин, *Изв. ВУЗов. Физика.* **55**, 10/2, 89 (2012).