

Общероссийский математический портал

В. И. Кондауров, И. Н. Ломов, В. Е. Фортов, О действии мощного взрыва на астероид, *Докл. РАН*, 1996, том 348, номер 2, 184–187

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

18 января 2025 г., 07:54:56



УДК 531.532.5:539.3

О ДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ВЗРЫВА НА АСТЕРОИД

© 1996 г. В. И. Кондауров, И. Н. Ломов, академик В. Е. Фортов

Поступило 30.11.95 г.

В последние годы усиливается интерес мировой общественности к проблеме столкновения с Землей крупных космических объектов – астероидов и комет [1]. Такие столкновения могут иметь губительные последствия для цивилизации, поскольку масштабы воздействия на биосферу Земли при падении тела с характерными размерами около 100 м сопоставимы с последствиями ядерного взрыва 10–100 Мт, а при размерах тела порядка нескольких километров возможна деградация или полное прекращение существования земной цивилизации.

Как показано в [1], такие катастрофические столкновения неоднократно происходили в прошлом. Падения тел, представляющих глобальную опасность, происходят раз в несколько миллионов лет, региональную – несколько раз за миллион лет, а явления типа Тунгусского падения случаются раз за тысячелетие.

Создание мощных ракетных носителей, систем дальнего обнаружения и слежения и ядерных взрывных источников энергии привело к принципиальной возможности организации системы противоастероидной защиты Земли.

Среди обсуждаемых в настоящее время [2, 3] способов предотвращения столкновения астероида с Землей одно из центральных мест занимает воздействие на опасный космический объект мощного ядерного взрыва. В данной работе изучаются некоторые следствия действия ядерного взрыва, касающиеся главным образом зависимости отклоняющего импульса и фрагментации астероида от мощности взрыва и степени его заглупления. Считается, что ядерное устройство подрывается либо на некоторой высоте вблизи астероида, либо на некоторой глубине внутри него.

В данной проблеме можно выделить три основных задачи: моделирование действия ядерного взрыва, описание поведения вещества астероида в широком диапазоне изменения параметров состояния и численное моделирование движения сплошной среды. Отдельно стоит неклассическая задача оптимизации воздействия, связанная с ми-

нимизацией совокупного ущерба при бомбардировке Земли продуктами дезинтеграции.

1. При моделировании ядерного взрыва будем считать, что вся энергия взрыва высвобождается в виде изотропного распределенного электромагнитного излучения. При заглупленном взрыве все излучение предполагается поглощенным в тонком слое материала вблизи точки взрыва, так как размеры тела много больше толщины поглощения всех частот излучения. При взрыве над астероидом излучение поглощается освещенной поверхностью астероида, причем энерговклад на единицу поверхности считается пропорциональным соответствующему телесному углу. Используемый упрощенный подход, основанный на предположении о полном поглощении излучения и полном его превращении во внутреннюю энергию материала астероида, завышает долю энергии приповерхностных взрывов, переходящую в кинетическую и внутреннюю энергию вещества астероида. Она может быть скорректирована введением коэффициента эффективности передачи энергии [4].

Поведение материала астероида характеризуется сильным локальным нагревом и фазовыми превращениями вещества вблизи точки взрыва, наличием сильных ударных волн, упругопластической реакцией материала в большей части астероида, генерацией и развитием трещиноватости за счет действия растягивающих и сдвиговых напряжений, что приводит в конечном счете к фрагментации космического тела и полному дроблению некоторых его частей. Для описания поведения вещества с учетом указанных особенностей будем использовать модель термовязкоупругопластической повреждающей среды с полуэмпирическим широкодиапазонным уравнением состояния.

Система локальных законов сохранения массы, импульса, энергии и уравнение совместности скоростей и деформаций имеет вид [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{F}^T) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{F}^T - \mathbf{F} \otimes \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} - \boldsymbol{\sigma}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{v} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – текущая плотность вещества, $\mathbf{F} = \partial \mathbf{x} / \partial \mathbf{X}$ – тензор дисторсии, \mathbf{X} – начальное положение частицы, \mathbf{x} – текущий радиус-вектор, \mathbf{v} – скорость, $\boldsymbol{\sigma}$ – тензор напряжений Коши, $E = \varepsilon + 1/2 \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$ – полная энергия на единицу массы, ε – удельная внутренняя энергия.

Определяющие соотношения (уравнение состояния, закон пластического течения и уравнение эволюции поврежденности) задают конкретные свойства материала и замыкают систему уравнений (1). Уравнение состояния использовалось в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon(\mathbf{F}_e, \omega, s) &= \varepsilon_0(\rho, \omega, s) + \\ &+ \frac{\mu(\omega)}{\rho_0} \left(\mathbf{F}_e^T \cdot \mathbf{F}_e - \frac{1}{3} (\mathbf{F}_e^T : \mathbf{F}_e) \mathbf{I} \right)^2 : \mathbf{I}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{F}_e, \mathbf{F}_p$ – тензоры упругой и пластической дисторсий, входящих в композицию $\mathbf{F} = \mathbf{F}_e \cdot \mathbf{F}_p$, μ – модуль сдвига, который предполагается слабо меняющейся функцией плотности и температуры, ρ_0 – плотность в разгруженном состоянии, s – удельная энтропия, ω – скалярный параметр разрушения. Первое слагаемое в (2) определяет энергию, связанную с нагреванием и объемной деформацией, и выбирается в соответствии с полуэмпирическими уравнениями состояния. Второе задает энергию формоизменения. С учетом термодинамических тождеств из (2) следует калориметрическое уравнение состояния

$$\boldsymbol{\sigma} = -p(\rho, \omega, \varepsilon) \mathbf{I} + \frac{\mu(\omega)}{\rho_0} \left(\mathbf{F}_e \cdot \mathbf{F}_e^T - \frac{1}{3} (\mathbf{F}_e^T : \mathbf{F}_e) \mathbf{I} \right). \quad (3)$$

Для описания эволюции неупругих деформаций материала астероида будем использовать закон пластического течения:

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{s}{\tau_s(S, \varepsilon, \omega)}, \quad (4)$$

где s – девиатор тензора напряжений, τ_s – время релаксации, зависящее от удельной внутренней энергии, параметра разрушения и второго инварианта S девиатора напряжений. С учетом (3) это

уравнение может быть записано в виде обыкновенного дифференциального уравнения для пластической дисторсии:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\dot{\mathbf{F}}_p \cdot \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_p \cdot \dot{\mathbf{F}}_p) &= \\ = \frac{1}{\tau_s} \left(\mathbf{F}^T \cdot \mathbf{F} - \frac{1}{3} (\mathbf{F}_p^{-1} \cdot \mathbf{F}^T : \mathbf{F} \cdot \mathbf{F}_p^{-1}) \mathbf{F}_p \cdot \mathbf{F}_p \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Так как вращение разгруженной конфигурации должно оставлять неизменным все определяющие соотношения, то без потери общности можно считать тензор пластической дисторсии \mathbf{F}_p симметричным и положительно определенным. В силу этих свойств матричное уравнение (5) имеет однозначное решение. Комбинируя разрешенное относительно $\dot{\mathbf{F}}_p$ уравнение (5) с уравнением неразрывности, можно получить дивергентную форму закону пластического течения, используемого в численном методе:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{F}_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{F}_p) = \rho \Phi(\mathbf{F}_p, \mathbf{F}, \varepsilon), \quad (6)$$

где $\Phi(\mathbf{F}_p, \mathbf{F}, \varepsilon)$ – правая часть разрешенной формы уравнения (5).

Для моделирования процесса развития трещиноватости используется кинетическое уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{v}) &= \\ = \frac{\rho}{\tau_\omega(S, \varepsilon, \omega)} \left\langle \alpha_p \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \alpha_s J - \gamma - \omega \right\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\langle \psi \rangle = 1/2(\psi + |\psi|)$, $J = \mathbf{I} : (\mathbf{F}_e \cdot \mathbf{F}_e^T - 1/3(\mathbf{F}_e^T : \mathbf{F}_e) \mathbf{I})$ – второй инвариант девиатора малых упругих деформаций, τ_ω – характерное время трещинообразования, $\gamma > 0$ – коэффициент, характеризующий пороговое значение деформаций, при которых начинается процесс накопления поврежденности, $\alpha_p, \alpha_s > 0$ – коэффициенты, определяющие влияние вестороннего растяжения и сдвига на трещинообразование. Для случая мгновенной кинетики ($\tau_\omega \rightarrow 0$) соотношение (7) представляет собой условие баланса высвобождаемой при росте трещиноватости упругой энергии и энергии, расходуемой на образование новой поверхности [5].

Для описания зависимости шаровой части тензора напряжений среды от плотности и удельной внутренней энергии в расчетах используются широкодиапазонные уравнения состояния воды (льда) и кварца [6], полученные на основе динамических экспериментов.

2. Численное моделирование рассматриваемой задачи осложняется рядом особенностей, связанных с сильным изменением геометрии расчетной области, большими вариациями плотности

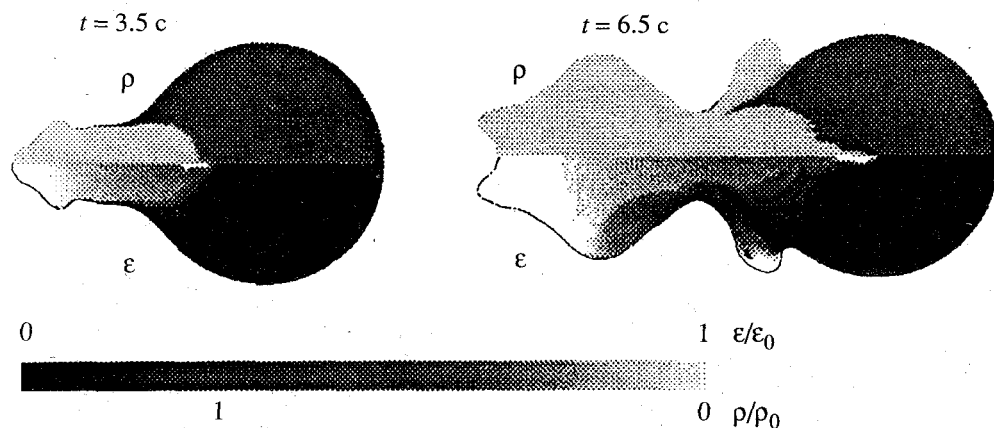


Рис. 1. Распределение плотности и удельной внутренней энергии.

вещества астероида, наличием сильных ударных волн и длительной эволюцией динамического решения по сравнению с акустическими временами и особенно с характерными временами τ_s и τ_ω релаксации напряжений при пластическом течении и разрушении. Как показала практика расчетов, метод Годунова на подвижной сетке, адаптированный к системе законов сохранения (1) и жестким дифференциальным уравнениям (4) и (7), позволяет в основном преодолеть указанные сложности. В отличие от стандартного подхода вычислительной механики твердого деформируемого тела, опирающегося на недивергентную дифференциальную связь напряжений с градиентом скоростей, использование уравнения совместности полей скоростей и деформаций в (1) позволяет рассчитывать полностью дивергентную систему со всеми вытекающими последствиями.

В соответствии с идеологией метода система (1), (3), (6), (7) интегрируется по конечному объему – ячейке расчетной области. Величины на боковых гранях ячейки находятся из решения задачи о распаде произвольного разрыва в приближении “замороженных” пластической деформации и параметра разрушения. Краевые условия задаются путем введения воображаемых ячеек с соответствующими параметрами. Нормальные составляющие скоростей движения материальных границ расчетной области полагаются равными лагранжевым скоростям, в то время как внутри области сетка генерируется на каждом шаге по времени посредством решения задачи о квазиконформном отображении расчетной области на прямоугольник.

3. Поскольку отклонение астероида с опасной орбиты рассматриваемым способом может сопровождаться дезинтеграцией космического тела, возникает задача подбора оптимального воздействия, создающего необходимый отклоняю-

щий импульс и вызывающего в то же время минимальные негативные последствия типа расширяющегося облака продуктов дробления, часть которых соударяется с Землей или ее атмосферой в процессе движения. Будем называть воздействие оптимальным, если при заданной геометрии и заданных физико-механических свойствах вещества мощность заряда и его заглупление таковы, что доставляют минимум величине

$$D = \int_{t_n}^{t_k} d\xi \int_{S^+(\xi)} \rho(\mathbf{x}, \xi) v_n(\mathbf{x}, \xi) dS, \quad \mathbf{x} \in S^+(\xi), \quad (8)$$

где t_n, t_k – начальный и конечный моменты времени бомбардировки Земли продуктами дезинтеграции, $S^+(\xi)$ – часть поверхности Земли (или условной границы ее атмосферы), внешняя нормаль к которой образует тупой угол со скоростью частиц раздробленного астероида, пересекающих эту поверхность, ρ – плотность, v_n – нормальная составляющая скорости продуктов дезинтеграции. Представление D в виде суммарной массы попадающих на Землю осколков астероида (или приносимой ими кинетической энергии) является, очевидно, простейшим представлением. Более точный вид функционала D должен учитывать количественные характеристики поражающих факторов, возникающих при движении продуктов дробления в атмосфере, при их ударе о поверхность суши (океана) с учетом неравномерности распределения по поверхности планеты населения, производства, средств коммуникации и т.д. Отсюда следует, что задача об оптимизации воздействия связана с задачей о катастрофических последствиях высокоскоростного соударения Земли с облаком продуктов дробления. Даже в случае простейшего представления (8)

видно, что решение задачи об оптимальном воздействии требует расчета траекторий частиц космического тела после активного воздействия с целью определения возможных мест взаимодействия продуктов дробления с Землей.

4. Ниже приводятся некоторые результаты численных расчетов осесимметричной задачи о действии ядерного взрыва на астероид. На рис. 1 показаны геометрия расчетной области и распределение плотности (над осью симметрии) и удельной внутренней энергии (под осью симметрии) при взрыве 10 Мт заряда на астероиде диаметром 1 км в моменты 3.5 с и 6.5 с после взрыва при заглублении заряда на 80 м. Видно образование плазменного факела и реактивной струи, скорости движения частиц в которой достигают значительных величин (до 10 км/с).

На рис. 2 показан график зависимости скорости, сообщаемой однородному силикатному астероиду диаметром 1 км, от глубины взрыва. Штриховая линия соответствует мощности 1 Мт, сплошная – 10 Мт. Маркеры соответствуют расчету взрыва мощностью 10 Мт в гидродинамическом приближении. Отрицательная глубина соответствует взрыву над поверхностью. Видно, что при приближении взрыва к астероиду общий импульс сначала возрастает, а затем падает, так как при $|H/R| \ll 1$ резко уменьшается облучаемая поверхность. При заглублении заряда эффективность воздействия увеличивается, так как это приводит к образованию более мощной реактивной струи, а затем падает. Точка экстремума зависит от мощности заряда и колеблется от $1/10$ радиуса для слабого взрыва (сообщающего скорость порядка нескольких метров в секунду) до $1/3$ радиуса для сильного (несколько десятков метров в секунду). При дальнейшем заглублении сильного взрыва наступает полное разрушение астероида и образование пылевого облака, а слабый взрыв стано-

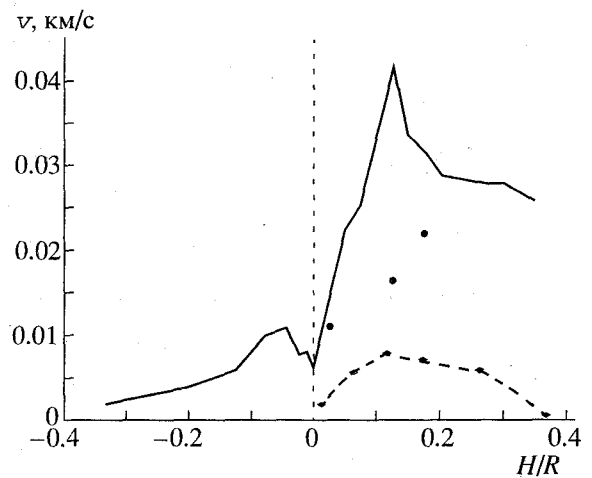


Рис. 2. Зависимость скорости отклонения от глубины взрыва.

вится “подземным”, т.е. струя газа не вырывается на поверхность.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 940517464а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hazards due to comets and asteroids / T. Gehrels. Ed. Univ. of Arizona Press, 1994.
2. Международная конференция “Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими телами (SPE-94).” Тезисы докл. Снежинск, 1994.
3. Int. tech. meeting “Planetary Defence Workshop. May 22–26, 1995”. Abstr. Livermore, California, 1995.
4. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Подземные взрывы. М.: Мир, 1975. 163 с.
5. Кондауров В.И., Никитин Л.В. Теоретические основы реологии геоматериалов. М.: Наука, 1990. 207 с.
6. Lomonosov I.V., Bushman A.V., Fortov V.E., Khishchenko K.V. In: High Pressure Science and Technology – 1993. N.Y.: AIP Press, 1994. P. 133–136.