ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА, 1995, т. 31, № 2

УДК 620.178.7

ДРОБЛЕНИЕ МАТЕРИАЛА ПРИ ВЗРЫВЕ

А. Г. Иванов, В. А. Раевский, О. С. Воронцова

*Всероссийский НИИ экспериментальной физики,
607200 Арзамас-16*

Рассматривается процесс высокоскоростного фрагментирования материала. На основе энергетического подхода исследуется механизм разрушения, анализируются его движущие силы. Показано, что при практически достижимых в настоящее время скоростях деформации материал разрушается за счет упругой энергии. Предложен критерий, определяющий скорость деформации, при которой в процесс разрушения может вовлекаться кинетическая энергия.

Экологический ущерб при аварийном взрыве ядерного оружия (без выделения ядерной энергии) при прочих равных условиях определяется степенью диспергирования ядерно-активных материалов. После Чернобыльской катастрофы проблема обеспечения безопасного развития ядерной энергетики вызвала необходимость глубокого изучения дробления — процесса разрушения материалов при действии интенсивных импульсных нагрузок. Научное понимание этого процесса, как и большинства связанных с разрушением, находится в стадии становления. До сих пор не существует научно обоснованной и физически непротиворечивой модели дробления, определяющей механизм разрушения, его движущих сил и позволяющей достоверно оценивать и прогнозировать размеры образующихся при разрушении материала частиц. В общей постановке следует различать два типа задач на дробление.

1. Дробление при разлете первоначально сжатой компактной (для простоты сферической) массы материала.

2. Дробление тонкой цилиндрической или сферической оболочки с первоначально заданной начальной скоростью.

В линейной механике разрушения (ЛМР) и ее модификациях разрушение признается как акт совершения работы по разделению тела на отдельные фрагменты, причем непосредственным его источником предполагается упругая энергия. При высоких скоростях деформирования в процессе дробления (фрагментации) может реализовываться не только упругая, но и кинетическая энергия расширяющейся массы материала, при этом исходная дисперсия прочностных свойств дробящегося материала усложняет описание и приводит к распределению образующихся частиц по размерам.

При описании высокоскоростного разрушения в последние годы выделились два направления исследований. В первом основным источником разрушения считается упругая энергия. Впервые этот подход был разработан в [1] для описания дробления тонкого радиального разлетающегося кольца и получил дальнейшее развитие в работах [2, 3], а также [4, 5], где был модифицирован для тонких сферических оболочек.

Второй подход базируется на кинетической энергии. В работе [6] показано, что разрушение расширяющейся компактной жидкой среды может быть описано с привлечением кинетической энергии, связанной с центрами масс образующихся фрагментов. Затем эта модель была перенесена на случай дробления реальных материалов, а также оболочек при различных механизмах потери сплошности [7–10].

Оба подхода в целях упрощения описания пренебрегают некоторыми физически важными сторонами процесса, что приводит к определенной непоследовательности моделей. В частности модель, признающая источником разрушения только кинетическую энергию, не объясняет, каким образом происходит переход от статического разрушения (за счет упругих сил) к динамическому, при котором, согласно этой модели, «упругая энергия отщепляется от процесса разрушения» [11].

В [11, 12] для случая равномерно расширяющейся среды предпринята попытка модифицировать кинетическую модель и учесть составляющую с упругой энергией. Учитывая преемственность решений, ограничимся анализом работы [11]. В [10, 11] предполагается, что разрушение происходит при достижении критического значения напряжения σ_*. Для определения размера образующегося фрагмента a решается кубическое уравнение

$$a^3 + a\alpha = 2\beta, \tag{1}$$

где $\alpha = 2\beta/R + (5/3)(\sigma_*/(\rho c\dot{\varepsilon}))^2$; $\beta = (5/2)(K_{Ic}/(\rho c\dot{\varepsilon}))^2$; R — радиус расширяющегося тела; ρ — плотность среды; c — скорость звука; $\dot{\varepsilon}$ — скорость деформации; K_{Ic} — коэффициент трещиностойкости.

Если на дробление затрачивается главным образом кинетическая энергия, коэффициент $\beta(3/\alpha)^{3/2} \gg 1$ и решение уравнения (1) имеет вид

$$a_к \approx (2\beta)^{1/3}. \tag{2}$$

Если же разрушение происходит за счет упругой энергии, $\beta(3/\alpha)^{3/2} \ll 1$ и размер фрагмента

$$a_у \approx 2\beta/\alpha. \tag{3}$$

На основании того, что имеющиеся экспериментальные данные лучше соответствуют решению (2), в статье делается вывод о том, что в процессе разрушения участвует только кинетическая энергия.

Соглашаясь с предложенным подходом, необходимо отметить, что принятые в статье предположения о пороговости величины σ_* и о равенстве критического напряжения статическому пределу текучести не совсем корректны. Действительно, при всестороннем сжатии в теле можно создать практически неограниченный запас упругой энергии, который в рамках гидродинамического приближения с учетом адиабатичности может быть израсходован на дробление. Если тело первоначально сжать до достаточно большого напряжения σ_0, то при свободной разгрузке возникающие растягивающие напряжения могут существенно превышать статический предел текучести. Так, из экспериментов по одномерному фрагментированию (отколу) следует, что σ_* может принимать любое значение вплоть до теоретического предела прочности σ_s по мере роста $\dot{\varepsilon}$. В этом случае запасенной упругой энергии формально будет достаточно для дробления материала до молекулярного уровня. Если σ_0 будет меньше σ_s, то дробление остановится на более крупной фракции. Этим соображениям не противоречит и зависимость σ_* от диаметра нити, впервые экспериментально установленная Гриффитсом. Теоретическое выражение этой зависимости $\sigma_*^2 d = \text{const}$ получено в одной из модификаций ЛМР и экспериментально подтверждено для ряда исследованных материалов (Al_2O_3, Cu, Fe, Si) [13].

Из решений (2) и (3) с учетом значений параметров α и β можно получить

$$a_у \approx 3\Big(\frac{K_{Ic}}{\sigma_*}\Big)^2; \quad a_к = \sqrt[3]{5\,\Big(\frac{K_{Ic}}{\rho\, c\, \dot\varepsilon}\Big)^2}, \tag{4}$$

Скорость свободной границы тела при прохождении ударной волны в случае не очень сильных нагрузок $v = 2\sigma_0/\rho c$, что позволяет установить скорость деформации в момент разрушения:

$$\dot\varepsilon = \frac{2\,\sigma_*}{R\,\rho\, c}. \tag{5}$$

Из (4) с учетом (5) определяется количество осколков, образующихся за счет упругой ($N_у$) и за счет кинетической энергии ($N_к$):

$$N_у = \Big[\frac{1}{3}\Big(\frac{\sigma_*}{K_{Ic}}\Big)^2 R\Big]^3, \quad N_к = \frac{4}{5}\Big(\frac{\sigma_*}{K_{Ic}}\Big)^2 R. \tag{6}$$

Из (6) следует, что $N_у \gg N_к$, следовательно, число осколков, образующихся при учете только упругой энергии, гораздо больше, чем образующихся при вкладе только кинетической энергии.

Таким образом, при отсутствии формоизменения объекта в квазиакустическом приближении показано, что дробление материалов происходит в основном за счет запаса упругой энергии.

Рассмотрению другого предельного случая, когда велики затраты энергии на формоизменение, что реализуется при разрушении тонкого кольца или сферической оболочки из пластического материала, посвящены работы [1–5, 8–10]. В этом случае величина σ_0 ограничена пределом текучести материала. И хотя предел текучести может заметно возрастать (для мягких сталей — в 4, 5 раз), тем не менее запас упругой энергии ограничен сверху, в то время как кинетическая энергия относительно центра масс фрагментов такого ограничения не имеет. Однако рост ее резко замедляется с увеличением числа осколков как N^{-2} [8]. Здесь пока не затрагивается вопрос о возможности использования этой энергии и механизма «перекачки» ее в работу разрушения кольца на фрагменты.

В [14] проведен критический анализ работ [1–4] и [8–10] по разрушению тонкой оболочки (кольца) от различных источников энергии. Решающим доводом в пользу упругой энергии явилось существование пика пластичности у ряда материалов. Ниже, подобно [11], рассмотрено разрушение кольца при одновременном использовании упругой и кинетической энергий.

Пусть тонкое кольцо радиуса R единичной площади радиально разлетается из первоначально недеформированного состояния со скоростью $\dot\varepsilon_0 R$. Считаем, что кольцо разрушается практически мгновенно на равные фрагменты длиной a, которые много меньше длины кольца.

В начальный момент расширения кольца его полная энергия равна кинетической, которая при разлете кольца переходит в упругую. Максимальное значение упругой энергии достигается при переходе в область пластичности:

$$W_у = \pi\, R\, \frac{\sigma_т^2}{E}. \tag{7}$$

Здесь E — модуль упругости; $\sigma_т$ — напряжение, соответствующее переходу в пластическую область.

Кинетическая энергия кольца при достижении деформации ε_* равна

$$2\,\pi\,\rho\,\frac{(\dot\varepsilon_*\, R)^2}{2} = 2\,\pi\,\rho\,\frac{(\dot\varepsilon_0\, R)^2}{2} - \frac{\pi\, R\,\sigma_т^2}{E} - 2\,\pi\, R\,\sigma_т(\varepsilon_* - \varepsilon_т). \tag{8}$$

В процессе пластической деформации вплоть до момента разрушения на нагрев кольца затрачивается работа

$$A_{\text{пл}} = 2\,\pi\,R\,\sigma_{\text{т}}(\varepsilon_* - \varepsilon_{\text{т}}), \tag{9}$$

где ε_* — деформация в момент разрушения; $\varepsilon_{\text{т}}$ — деформация, соответствующая переходу материала кольца в пластическую область. Для простоты считаем, что изменением радиуса кольца можно пренебречь. В процессе растяжения кинетическая энергия кольца непрерывно расходуется на пластическое течение, а упругая остается постоянной или медленно падает из-за уменьшения скорости деформации и повышения температуры кольца.

Непосредственно на разрушение кольца затрачивается упругая энергия. В разрушение может быть вовлечена также часть кинетической энергии фрагмента относительно его центра масс, которая определяется выражением [6]

$$W_{\text{к}} = \int\limits_{-a/2}^{a/2} \rho\,\frac{(\dot\varepsilon_* x)^2}{2}\,dx = \rho\,\frac{\dot\varepsilon_*^2\,a^3}{24}. \tag{10}$$

Минимальный размер фрагмента реализуется в случае, когда вся энергия фрагмента, которая может участвовать в процессе разрушения, переходит в энергию образования новой поверхности, равной 2γ, где γ — поверхностная энергия. Определяя из (8) значение скорости деформации в момент разрушения $\dot\varepsilon_*$, получаем кубическое уравнение относительно минимального размера фрагмента

$$a^3\frac{\rho}{24}\Big[\dot\varepsilon_0^2 - \frac{2}{\rho\,R^2}\Big(\frac{\sigma_{\text{т}}^2}{2\,E} + \sigma_{\text{т}}(\varepsilon_* - \varepsilon_{\text{т}})\Big)\Big] + \frac{\sigma_{\text{т}}^2}{2E}\,a - 2\,\gamma = 0. \tag{11}$$

При большом радиусе кольца (этот случай соответствует бесконечно длинному стержню) уравнение упрощается и переходит в форму, аналогичную (1):

$$\frac{\rho\,\dot\varepsilon_0^2}{24}a^3 + \frac{\sigma_{\text{т}}^2}{2E}\,a - 2\,\gamma = 0. \tag{12}$$

Из уравнения (11) следует, что при малых скоростях деформации начальной энергии кольца недостаточно для растяжения кольца до деформации ε_* и разрушения не происходит.

Эта стадия процесса соответствует начальной скорости деформации, определяемой соотношением

$$\dot\varepsilon_0^2 < \frac{1}{\rho R^2}\Big(\frac{\sigma_{\text{т}}^2}{2E} + \sigma_{\text{т}}(\varepsilon_* - \varepsilon_{\text{т}})\Big). \tag{13}$$

При малых значениях $\dot\varepsilon_0$ первым слагаемым в уравнении (12) можно пренебречь, и размер фрагмента полностью определяется упругой энергией:

$$a_0 = \frac{4\,E\,\gamma}{\sigma_{\text{т}}^2}. \tag{14}$$

Это выражение аналогично полученному в работе [2] при $\eta = 0$.

При увеличении скорости деформации размер фрагмента уменьшается. Введем обозначение $\xi = a/a_0$ и запишем уравнение фрагментации в безразмерном виде:

$$\delta\xi^3 + \xi = 1, \tag{15}$$

где $\delta = \frac{\rho\dot{\varepsilon}_0^2\tau_0^3}{24\cdot 2\gamma}$. Слагаемое, связанное с кинетической энергией, становится существенным при $\delta \geq 1$. Учитывая, что $E = \rho c^2$, из (15) можно определить начальную скорость деформации, при которой в процесс разрушения могут вовлекаться инерционные силы:

$$\dot{\varepsilon}_{cr} \geq \frac{\sqrt{3}\,\sigma_т^3}{\rho\, c\, 2\gamma E}. \tag{16}$$

Из данных работы [11] подобный критерий может быть получен в виде $\dot{\varepsilon}_{cr} \gg 0,08\frac{\sigma_*^3}{\rho c\gamma E}$. Таким образом, не вступая в противоречие с подходом, принятым в [11, 12], получен более точный критерий, позволяющий судить об источнике разрушения.

Рассмотрим экспериментальные данные из [15], на которых базируются выводы работ [11, 12]. Эксперименты проводились с цилиндрическими оболочками из сталей FS-01, HF-1 при начальной скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_0 \approx 10^4$ 1/с. Данных о динамических пределах текучести этих сталей авторы не имеют, но даже используя статистический предел текучести и те характеристики, которые приведены ($E = 203,6$ Па, $\sigma_т = 2303$ МПа, $K_{I_c} = 24,4$ МПа$\cdot$(м)$^{1/2}$ — для стали FS-01), получаем из выражения (16) $\dot{\varepsilon}_{cr} \approx 4\cdot 10^5$ 1/с, что существенно выше $\dot{\varepsilon}_0$, и в этом случае инерционные силы еще не должны вовлекаться в процесс разрушения. При скорости деформации $> 10^3$ 1/с характеристики прочности ряда сталей резко возрастают [16], и неучет этого эффекта мог привести к ошибочности вывода работы [11] о том, что разрушение сосудов происходит за счет кинетической энергии.

Из выражения (16) следует, что инерционные силы могут участвовать в разрушении лишь при скоростях деформации, при которых нельзя пренебрегать зависимостью предела текучести от $\dot{\varepsilon}$. С учетом этого рассмотрим, например, данные [10]. В этой работе приведены результаты опытов с цилиндрическими оболочками из стали 4140, заполненными взрывчатым веществом. Для данной стали статический предел $\sigma_т = 1,1\cdot 10^9$ Па, $2\gamma \approx 32\cdot 10^3$ Дж/м^2 в опытах при $\dot{\varepsilon}_0 \approx 2\cdot 10^4$ 1/с зафиксирован средний размер фрагмента $a \approx 4,9\cdot 10^{-3}$ м. Сталь 4140 по свойствам близка к стали 40X, для которой предел текучести может увеличиваться по сравнению со статическим в 1,5 раза. Из выражения (16) $\dot{\varepsilon}_{cr} \approx 1\cdot 10^5$ 1/с, что больше $\dot{\varepsilon}_0$ и, следовательно, разрушение происходит без вовлечения инерционных сил.

Из упругого решения (14) размер фрагмента $a \approx 4,7\cdot 10^{-3}$ м, что хорошо совпадает с данными эксперимента.

Следовательно, допуская возможность вовлечения в процесс разрушения кинетической энергии, необходимо отметить, что эта возможность может реализовываться при достаточно высоких скоростях деформации. При практически достижимых в настоящее время скоростях $\dot{\varepsilon} \approx 10^4 \div 10^5$ 1/с основным источником разрушения является упругая энергия. Признание этого факта позволяет предложить физически обоснованную модель фрагментирования, в которой считается, что работа по разрыву внутренних связей совершается упругой энергией. При высоких скоростях деформирования кинетическая энергия может вовлекаться в процесс дробления, но не может становиться единственным и основным источником разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов А. Г.** Особенности взрывной деформации и разрушения труб // Проб. прочности. 1976. № 11. С. 50–52.
2. **Иванов А. Г., Кочкин Л. И., Новиков В. Ф., Фоломеева Т. М.** Излучение упругих волн при взрыве в пористой упругопластической среде // Прикл. механика и техн. физика. 1983. № 3. С. 108–111.
3. **Иванов А. Г.** Динамическое разрушение объектов в области глубоких пластических деформаций // Прикл. механика и техн. физика. 1986. № 2. С. 146–151.
4. **Stelly M., Legrand J., Dormeval R.** Some metallurgical aspects of the dynamic expansion of shells // Shock Waves and High Strain Rate Phenomena in Metals: Proc. Int. Conf. N.Y.: Plenum Press, 1981. P. 113–125.
5. **Olive F., Nicand A. et al.** Rupture behaviour of metals in explosive expansion // Mech: Prop. at High Rates Strain: Proc. 2nd Conf., Oxford, 1979. Bristol; London. P. 242–251.
6. **Grady D. E.** Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. 1982. V. 53, N 1. P. 322–325.
7. **Grady D. E., Kipp M. E.** Mechanisms of dynamic fragmentation. Factors governing fragment size // Mech. of Mater. 1985, V. 4, N 3–4. P. 311–320.
8. **Kipp M. E., Grady D. E.** Dynamic fracture growth and interaction in one dimension // J. Mech. Phys. Solids. 1985. V. 33, N 4. P. 399–415.
9. **Grady D. E., Kipp M. E.** The growth of unstable thermoplastic shear with application to steady-wave shock compression in solids // J. Mech. Phys. Solids. 1987. V. 35, N 1. P. 95–118.
10. **Grady D. E., Hightower M. M.** Natural fragmentation of exploding cylinders // Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials. N.Y. a.o.: M. Dekker, 1992. P. 713–721.
11. **Glenn L. A., Chudnovsky A.** Strain-energy effects on dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. 1986. V. 59, N 4. P. 1379–1381.
12. **Glenn L. A., Gommerstadt B. Y., Chudnovsky A.** A fracture mechanics model of fragmentation // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P.1224–1226.
13. **Васильев В. З., Коптелин С. Ю.** О физико-механической природе упрочнения материалов нитевидных кристаллов и тонких нитей // Прикл. механика и техн. физика. 1992. № 4. С. 135–141.
14. **Ivanov A. G.** Dynamic rupture of thin-walled cylindrical shells // J. de Phys. IV. Colloque C3. Suppl. au J. de Phys. III, N 8. 1991. V. 1, P. C3-759–C3-768.
15. **Weimer R. J., Rogers H. C.** Dynamic fracture phenomena in high-strength steels // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, N 12. P. 8025–8030.
16. **Степанов Г. В.** Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах нагрузки. Киев: Наук. думка, 1978.

Поступила в редакцию 15/VII 1994 г.