

ЛИТЕРАТУРА

1. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
2. Жданов В. А., Поляков В. В. Ударные адиабаты щелочно-галогидных кристаллов.— ПМТФ, 1976, № 5.
3. Поляков В. В., Щеголев Е. А. К расчету коэффициента Грюнайзена.— ПМТФ, 1979, № 5.
4. Щеголев Е. А., Поляков В. В. К расчету уравнений состояния металлов.— Физика металлов и металловедение, 1979, т. 48, вып. 1.
5. Huang I. K. Shock-wave behaviour and properties of solids.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 8.
6. Киреев В. А. Методы практических расчетов в термодинамике химических реакций. М.: Химия, 1975.
7. Физическая акустика. Т. 3. Ч. Б. М.: Мир, 1968.
8. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж., Фритц Дж., Картер У. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн.— В сб.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
9. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. Влияние электронной структуры на сжимаемость металлов при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 6.
10. Gschneidner K. A., Jr. Physical properties and interrelationships of metallic and semimetallic elements.— Solid state physics, 1964, vol. 16, p. 276.
11. Vaidya S. N., Kennedy G. C. Compressibility of 27 halides to 45 kbar.— J. Phys. Chem. Solids, 1971, vol. 32, N 5.
12. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Метрология высоких импульсных давлений.— В кн.: Докл. I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М.: ВНИИФТРИ, 1974.
13. Rice M. P. Pressure-volume relations for the alkali metals from shock-wave measurements.— J. Phys. Chem. Solids, 1965, vol. 26, N 3.
14. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Трунин Р. Ф. Сжатие щелочных металлов сильными ударными волнами.— ФТТ, 1965, т. 7, вып. 6.
15. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
16. Carter W. J. Hugoniot equation of state of some alkali halides.— High Temp.-High Pressur., 1973, vol. 5, N 3.
17. Альтшулер Л. В., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность хлористого натрия при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 1.
18. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. Электронная структура и сжимаемость металлов при высоких давлениях.— УФН, 1968, т. 96, вып. 2.
19. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Стулов Ю. И. Электронные переходы в гафнии, европии и иттербии при высоких давлениях.— ФТТ, 1969, т. 11, вып. 7.
20. Carter W. J., Fritz J. N., Marsh S. P., McQueen R. G. Hugoniot equation of state of the lanthanides.— J. Phys. Chem. Solids, 1975, vol. 36, N 7/8.
21. Воропинов А. И., Гандельман Г. М., Подвальный В. Г. Электронные энергетические спектры и уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— УФН, 1970, т. 100, вып. 2.

УДК 622.235.5

РАСЧЕТ ЗОНЫ ИНТЕНСИВНОЙ РАДИАЛЬНОЙ ТРЕЩИНОВАТОСТИ ПРИ ВЗРЫВЕ

В. Г. Новиков, Б. М. Тулинов
(Москва)

В работах [1, 2] предложено описание фронта радиальных трещин, появляющихся в хрупком упругом теле под действием давления, возникающего на стенке полости внутри тела. Позднее сформулирована модель [3], учитывающая и другие виды разрушения. На основе этой модели в [4—6] проведены расчеты механического действия взрыва в хрупкой горной породе. В данной работе, как и в [1, 2, 5], основное внимание уделяется зоне интенсивной радиальной трещиноватости.

Экспериментальные данные [7] указывают, что на начальном этапе скорость фронта радиальных трещин определяется распространением некоторой фазы растягивающих азимутальных напряжений, а зона разрушения состоит из мелких отдельных трещин. Именно эта стадия описывает-

ся моделью [1—3], согласно которой перед фронтом разрушения должен выполняться критерий

$$(1) \quad \sigma_{\varphi} = \sigma_*,$$

где σ_* — прочность породы на растяжение.

Характерной особенностью этой модели является то, что скорость фронта разрушения в ней непрерывно падает от начального значения до нуля. Однако, согласно экспериментальным данным [7, 8], скорость фронта, упав до значения, равного приблизительно скорости волн Рэлея, в течение длительного промежутка времени остается практически постоянной и растягивающие напряжения в волне, по-видимому, ослабевают настолько, что становятся недостаточными для зарождения новых трещин. Это означает, что условие (1) на указанной стадии развития взрыва не выполняется. В связи с этим в [9] предложено заменить (1) на условие равенства скорости фронта разрушения R' предельной скорости трещин v_0 относительно материала

$$(2) \quad R' - v = v_0,$$

где v — значение массовой скорости перед фронтом разрушения.

Рассмотрим следующую модельную задачу. В бесконечной среде, нагруженной гидростатическим давлением p_h , имеется сферическая полость радиуса a_0 . В начальный момент времени в полости возникает давление p_0 . Среда считается упругохрупкой, а ее сжимаемостью будем пренебрегать. При достаточно большом давлении p_0 в окружающем полость массиве может начаться разрушение. Будем рассматривать разрушение в результате образования радиальных трещин, возникающих под действием растягивающих азимутальных напряжений σ_{φ} . Существует диапазон значений давления p_0 , при котором разрушения на скол не происходит. Считаем также, что

$$(3) \quad p_0 \ll \rho c^2,$$

где ρ , c — соответственно плотность и скорость поперечных волн в неразрушенной породе. В этом случае допустимо считать, что разрушенная среда также несжимаема и имеет ту же плотность ρ .

Среда имеет естественную трещиноватость, т. е. содержит зародышевые микротрещины. Концентрация микротрещин и их размер предполагаются такими, что расстояние между трещинами d_0 и их размер l_0 много меньше размера полости a_0 . Если напряжения достигнут предела прочности на разрыв σ_* или сдвиг τ_* , то микротрещины начинают расти и образуется зона разрушенного материала.

До тех пор, пока напряжения в среде не достигли критических значений, разрушение не начинается, и, следовательно, имеется задача Шарпа. Приведем уравнения, описывающие задачу на этом этапе (среда несжимаема)

$$(4) \quad \begin{aligned} \rho \partial^2 u / \partial t^2 &= \partial \sigma_r / \partial r + 2(\sigma_r - \sigma_{\varphi}) / r, \\ \partial u / \partial r + 2u / r &= 0, \quad \sigma_r - \sigma_{\varphi} = 2\rho c^2 (\partial u / \partial r - u / r), \end{aligned}$$

где u — радиальная компонента вектора смещений. К системе (4) необходимо добавить нулевые начальные условия и граничное условие на стенке полости

$$(5) \quad \sigma_r(a_0, t) = -p_0.$$

Решение системы (4) имеет вид

$$(6) \quad \begin{aligned} v &= F'(t) / r^2, \quad \sigma_r = -\rho F''(t) / r - 4\rho c^2 F(t) / r^3 - p_h, \\ \sigma_{\varphi} &= -\rho F''(t) / r + 2\rho c^2 F(t) / r^3 - p_h, \end{aligned}$$

где v — массовая скорость. Для определения функции $F(t)$ из граничного

условия (5) получаем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$(7) \quad p_0 - p_h = \rho F''/a_0 + 4\rho c^2 F/a_0^3.$$

Штрихи означают дифференцирование по времени. К уравнению (7) добавляются нулевые начальные условия, после чего вид функции $F(t)$ легко определяется:

$$(8) \quad F(t) = a_0^3 \frac{p_0 - p_h}{4\rho c^2} \left[1 - \cos \left(2 \frac{ct}{a_0} \right) \right].$$

Формулы (4) — (8) справедливы до тех пор, пока у границы полости не начнется разрушение:

$$(9) \quad \sigma_\varphi(a_0, t) - \sigma_r(a_0, t) = 2\tau_*$$

или

$$(10) \quad \sigma_\varphi(a_0, t) = \sigma_*.$$

В зависимости от того, какое из двух условий (9) или (10) выполняется по времени раньше, на полости начнется разрушение на сдвиг или на отрыв. Пользуясь приведенными выше соотношениями, можно показать, что в случае $\tau_* < (3/4)\sigma_*$ на полости в некоторый момент времени, определяемый из (9), начинается дробление при условии $p_0 > (2/3)\tau_* + p_h$. При меньших давлениях p_0 разрушения не происходит и задача остается чисто упругой. При выполнении обратного неравенства

$$(11) \quad \tau_* > (3/4)\sigma_*$$

можно показать, что в диапазоне начальных давлений в полости

$$(12) \quad (1/2)\sigma_* + (3/2)p_h < p_0 < 2\tau_* - \sigma_*$$

от полости в некоторый момент времени начинают расти радиальные трещины.

Разрушения на сдвиг при этом не происходит, оно возникает при более высоких давлениях в полости. Интересуясь только распространением фронта радиальной трещиноватости, будем считать, что выполнены условия (11), (12). При этом после стадии чисто упругого расширения полости вокруг нее образуется зона радиальных трещин.

На момент начала разрушения t_0 , определяемый из (10), имеем из (6), (8)

$$(13) \quad F(t_0) = \varphi_0, \quad F'(t_0) = \varphi_1, \quad \varphi_0 = \frac{a_0^3}{6} \frac{p_0 + \sigma_*}{\rho c^2},$$

$$\varphi_1 = \frac{1}{6} \frac{a_0^2}{\rho c} \sqrt{9(p_0 - p_h)^2 - (p_0 - 2\sigma_* - 3p_h)^2}.$$

Выражения (13) являются начальными условиями для решения задачи на стадии разрушения.

Как отмечалось ранее, можно предполагать, что при разрушении плотность породы не меняется. Поэтому для описания разрушенной области применимы уравнения (4), в которых последнее уравнение (закон Гука) следует заменить на условие [1]

$$(14) \quad \sigma_\varphi = 0.$$

Решение уравнений (14), удовлетворяющее граничному условию (5), имеет вид

$$(15) \quad v = a_0^2 b'(t)/r^2, \quad \sigma_r = \rho a_0^2 b''(t)/r - \rho a_0^3 b''(t)/r^2 - p_0 a_0^2/r^2.$$

Формулами (15) описывается решение в зоне разрушения. В неразрушенной области по-прежнему используются уравнения (4) и, следовательно, решение в виде (6). Неизвестную функцию $F(t)$, входящую в (6), обозначим через $f(t)$. Задача будет решена, если удастся определить функции

$b(t)$, $f(t)$ и размер зоны интенсивной радиальной трещиноватости $R(t)$.

Для определения трех неизвестных функций $b(t)$, $f(t)$, $R(t)$ необходимо написать три уравнения — три условия сшивки решений на фронте разрушения. В качестве первых двух уравнений выберем законы сохранения массы и импульса. Учитывая предположение, что плотность среды при разрушении не изменяется, а также используя формулы (6), (7), эти два уравнения можно привести к виду

$$(16) \quad a_0^2 b(t) = f(t), \rho(2R^2 - a_0 R) f'' + 4\rho c^2 f = p_0 a_0^2 R - p_h R^3.$$

Если зависимость радиуса фронта разрушения R от времени известна, то функции $b(t)$ и $f(t)$ определяются из (16). В случае $R = a_0$ (разрушение не началось) формулы (16) переходят в (7). В случае $R = \text{const} > a_0$ (разрушение прекратилось) из (16) следует

$$(17) \quad f(t) = R \frac{n_0 a_0^2 - n_i R^2}{4\rho c^2} + C_1 \cos\left(\frac{2ct}{\sqrt{2R^2 - a_0 R}}\right) + C_2 \sin\left(\frac{2ct}{\sqrt{2R^2 - a_0 R}}\right),$$

где C_1 , C_2 — произвольные постоянные. Из сравнения (17) и (8) видно, что при наличии зоны разрушения период колебаний частиц среды увеличивается.

В общем случае, когда вид функции $R(t)$ неизвестен, систему (16) необходимо дополнить еще одним уравнением — критерием разрушения. Предположим, что функции $f(t)$, $R(t)$ представимы рядами в некоторой окрестности точки t_0 (момент начала разрушения):

$$(18) \quad R(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n (t - t_0)^n, f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n (t - t_0)^n,$$

где $A_0 = a_0$. В случае критериев разрушения, используемых ниже, законность разложения (18) можно доказать, используя теорему Коши для обыкновенных дифференциальных уравнений с голоморфной правой частью.

Из начальных условий (13) следует $D_0 = \varphi_0$, $D_1 = \varphi_1$. Используя представление (18), получаем из (6), (16) с точностью до членов порядка $(t - t_0)^2$

$$(19) \quad \sigma_\varphi(R, t) \simeq \sigma_* + (t - t_0) \left\{ 6\rho c^2 \varphi_1 / a_0^2 - V \left(\frac{2}{3} p_0 + p_h + \frac{11}{3} \sigma_* \right) \right\} / a_0,$$

где $V = A_1$ — начальное значение скорости фронта разрушения. Из (19) видно, что чем больше скорость фронта разрушения V , тем быстрее спадают со временем азимутальные напряжения перед фронтом $\sigma_\varphi(R, t)$. Это утверждение справедливо не только для моментов времени, близких к началу разрушения.

Образование зоны интенсивной радиальной трещиноватости связано с двумя механизмами разрушения. Во-первых, на фронте разрушения может происходить множественное квазиобъемное рождение трещин. В этом случае азимутальные растягивающие напряжения перед фронтом должны быть не меньше пороговых σ_* , а скорость фронта $R'(t)$ должна быть не меньше скорости прорастания отдельной трещины v_0 . Простым и естественным критерием разрушения в этом случае является соотношение (1). Следует подчеркнуть, что этот критерий справедлив лишь в случае $R'(t) > v_0$. Во-вторых, когда скорость фронта разрушения падает до значения v_0 , становятся существенными процессы, связанные с прорастанием системы взаимодействующих магистральных трещин. При этом новые трещины не образуются.

Для выяснения характера взаимодействия трещин рассмотрим плоскую модельную задачу. Пусть в плоскости xu имеется бесконечная система параллельных трещин длины $2l$, расположенных симметрично относительно оси u на расстоянии $2d$ друг от друга. Трещины находятся во внешнем

однородном поле растягивающих напряжений σ_0 . Требуется определить движение такой системы трещин. Эта задача рассматривалась в [10], где показано, что движение трещин обладает неустойчивостью. Пусть все трещины через одну получают одинаковое приращение длины. Тогда скорость более длинных трещин увеличивается, а скорость меньших трещин уменьшается до тех пор, пока не происходит их остановка. Образуется новая система трещин с расстоянием $4d$ между ними, с которой можно проделать ту же процедуру. Таким образом, с течением времени расстояние между трещинами растет, а их скорость увеличивается. Эти результаты, полученные в [10], связаны с взаимодействием трещин, которое существенно при $d \ll l$.

В реальной среде существует некоторое распределение трещин по длине. Тогда, как видно из приведенных выше результатов, скорость более длинных трещин, образующих фронт разрушения, быстро возрастает до предельного значения v_0 , а менее протяженные трещины останавливаются, т. е. скорость фронта разрушения можно считать постоянной:

$$(20) \quad l'(t) = R'(t) = v_0,$$

а число растущих трещин уменьшается.

Известно, что на продолжении трещины напряжения стремятся к бесконечности по закону $\sigma_y = K/\sqrt{2\Delta}$, где Δ — расстояние от вершины трещины; K — коэффициент интенсивности напряжений, который определяется из решения соответствующей упругой задачи. Условие роста описанной выше системы трещин можно записать в виде

$$(21) \quad \sigma_0 \sqrt{d} \xi(l') = \text{const},$$

где величина $\sigma_0 \sqrt{d}$ с точностью до численного множителя совпадает со статическим значением коэффициента интенсивности напряжений в случае $d \ll l$, а множитель $\xi(l')$ учитывает динамические эффекты, возникающие при движении трещин. Учитывая (20), (21) можно представить в виде $\sigma_0 \sqrt{d} = \text{const}$. Применительно к задаче о расширении полости это условие запишем как

$$(22) \quad d/d_0 = (\sigma_*/\sigma_\varphi)^2,$$

где σ_φ — значение азимутальных напряжений перед фронтом разрушения; d_0 — начальное расстояние между трещинами (параметр естественной трещиноватости породы).

Таким образом, при распространении фронта разрушения, образованного системой магистральных трещин, будем использовать критерий (20), который в силу (3) совпадает с критерием (2), предложенным в [9]. При этом расстояние между трещинами (и соответственно число растущих трещин) является переменной величиной и определяется из (22).

Приведенные выводы существенно связаны с взаимодействием трещин, т. е. с условием $d \ll l$. Так как априори ясно, что размер зоны интенсивной радиальной трещиноватости в силу (12) будет порядка размеров полости, то для простоты условие применимости всех приведенных выше формул возьмем в виде

$$(23) \quad d \ll a_0.$$

Дальнейшее распространение зоны разрушения (а фактически небольшого числа невзаимодействующих трещин) выходит за рамки предложенной модели и рассматриваться не будет.

В зависимости от параметров задачи возможны следующие случаи. При давлении газов в полости $p_0 < (1/2)\sigma_* + (3/2)p_h$ (область I на фиг. 1) задача остается чисто упругой. При давлении в полости $p_0 > 2\tau_* - \sigma_*$ (область IV на фиг. 1) в окрестности полости начинается разрушение на сдвиг. В промежуточном диапазоне давлений p_0 зона разруше-

ния образована радиальными трещинами. Введем величину p_* , определяемую из уравнения

$$(24) \sqrt{9(p_* - p_h)^2 - (p_* - 3p_h - 2\sigma_*)^2} = v_0((2/3)p_* + p_h + (11/3)\sigma_*)/c.$$

Можно показать, что в случае $p_* < p_0 < 2\tau_* - \sigma_*$ (область III на фиг. 1) разрушение на полости начинается в соответствии с критерием (1), затем, когда скорость фронта разрушения упадет до значения v_0 , распространение фронта разрушения описывается критерием (20). В случае $(1/2)\sigma_* + (3/2)p_h < p_0 < p_*$ (область II на фиг. 1) разрушение с самого начала определяется критерием (20).

Критерий разрушения (1) или (20) и уравнения (16) образуют полную систему для определения неизвестных функций $b(t)$, $j(t)$, $R(t)$. В случае объемного разрушения (1) задача сводится к численному решению обыкновенных дифференциальных уравнений. При прорастании системы магистральных трещин $R = R_0 + v_0(t - t_0)$ из (16) получаем для функции $f(t)$ дифференциальное уравнение, решение которого выражается через гипергеометрическую функцию. Результаты расчетов приведены на фиг. 2—6. Во всех вариантах расчета принимались следующие значения параметров: $v_0 = 0,8 c$, $a_0 = 100d_0$. Счет прекращался при выполнении условия (23) $d = a_0$.

На фиг. 2 приведена зависимость скорости фронта разрушения от времени для начальных давлений в полости $p_0 = 1,5\sigma_*$ и $p_0 = 2\sigma_*$ (кривые 1 и 2 соответственно). Противодавление в обоих случаях полагалось равным нулю. Штриховая линия соответствует давлению в полости $p_0 \leq p_*$, где p_* определено в (24).

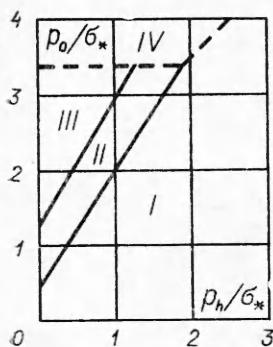
На фиг. 3 приведены азимутальные напряжения $\sigma_\varphi(R, t)/\sigma_*$ перед фронтом разрушения в зависимости от размера зоны разрушения R/a_0 при давлении в полости $p_0 = 2\sigma_*$. Кривые 1, 2 соответствуют противодавлению $p_h = \sigma_*$ и $p_h = 0,5\sigma_*$, а кривые 3, 4 — противодавлению $p_h = 0,2\sigma_*$ и $p_h = 0$. Видно, что стадия квазиобъемного разрушения (кривые 3, 4) занимает незначительную часть общего времени разрушения.

На фиг. 4 показана зависимость радиуса полости от времени. Кривые 1, 2 соответствуют давлениям в полости $p_0 = 2\sigma_*$ и $p_0 = 1,2\sigma_*$. Противодавление в обоих случаях равно нулю. Штриховые линии — те же кривые, но полученные в результате решения чисто упругой задачи.

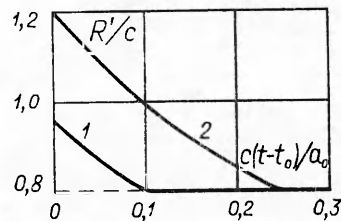
Кривые 1, 2 на фиг. 5 дают конечный радиус зоны интенсивной радиальной трещиноватости в зависимости от давления p_0/σ_* при литостатическом давлении $p_h = 0$ и $p_h = 0,25\sigma_*$ соответственно при условии останова счета (23).

На фиг. 6 приводится среднее расстояние между трещинами d/d_0 в зависимости от координаты r/a_0 . Кривым 1—3 соответствуют давления в полости $p_0 = 0,5\sigma_*$, $p_0 = \sigma_*$ и $p_0 = 2\sigma_*$. Противодавление во всех трех случаях равно нулю.

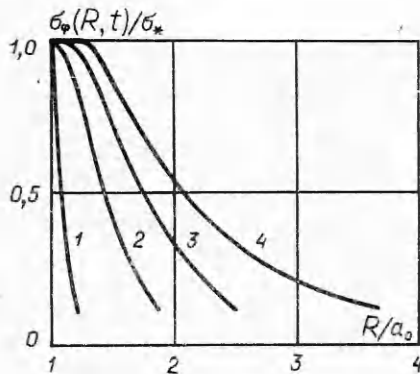
Таким образом, в данной работе показано, что при образовании зоны интенсивной радиальной трещиноватости существенную роль играют два механизма разрушения: квазиобъемный, при котором на фронте разрушения происходит множественное рождение трещин, и прорастание системы магистральных трещин, при котором но-



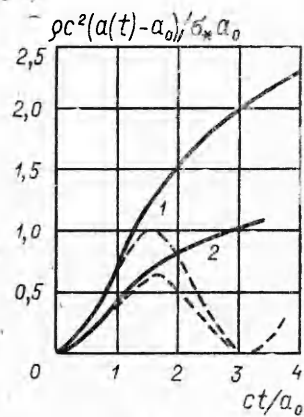
Ф и г. 1



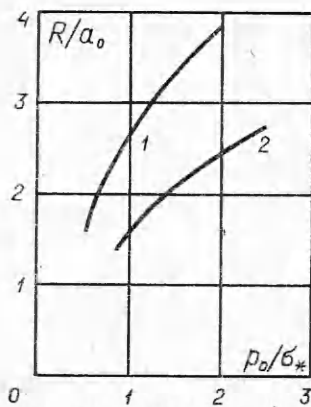
Ф и г. 2



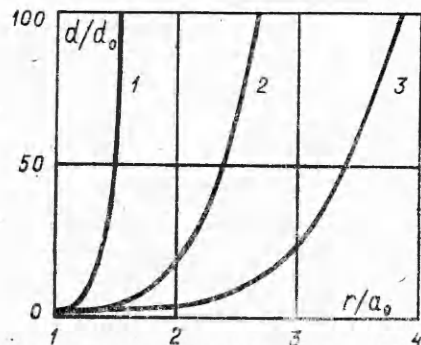
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

вые трещины на фронте разрушения не образуются. На примере решения модельной задачи о действии сферически-симметричного взрыва показано, как один механизм разрушения переходит в другой. Получены зависимости характера колебаний частиц среды в окружающей полость массиве и зависимость среднего размера куса от радиуса. Зависимость скорости фронта разрушения от времени качественно совпадает с экспериментальной.

Поступила 19 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Корявов В. П. Некоторые представления о зоне и фронте трещин.— ДАН СССР, 1962, т. 144, № 6.
2. Корявов В. П. О зоне и фронте трещин в упругом теле под действием давления.— ПМТФ, 1965, № 6.
3. Григорян С. С. Некоторые вопросы математической теории деформирования и разрушения твердых горных пород.— ПММ, 1967, т. 31, № 4.
4. Багдасарян А. Б. Точные решения задачи о действии взрыва сосредоточенного заряда в хрупкой твердой среде.— Изв. АН АрмССР. Механика, 1968, т. 21, № 5, 6.
5. Багдасарян А. Б. Расчет действия взрыва в хрупкой горной породе. Случай разрушения с образованием трещин отрыва.— ПМТФ, 1970, № 3.
6. Багдасарян А. Б. Расчет действия взрыва в хрупкой горной породе (разрушение раздавливанием, образованием трещин скола и отрыва).— ПМТФ, 1970, № 5.
7. Адушкин В. В., Сухотин А. П. О разрушении твердой среды взрывом.— ПМТФ, 1961, № 4.
8. Цветков В. М., Сизов И. А., Поликарпов А. Д. О поведении хрупкоразрушаемой среды при камуфлетном взрыве.— ФТГРПИ, 1977, № 4.

9. Николаевский В. Н. Предельная скорость фронта разрушения и динамические перегрузки хрупких материалов. Препринт Ин-та прикл. мех. АН СССР, ИФЗ им. О. Ю. Шмидта, 1979, № 123.
10. Кузнецов В. М. О нестационарном распространении системы трещин в хрупком материале.— ПМТФ, 1968, № 2.

УДК 532.593

МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ

Г. И. Канель
(Черноголовка)

Многочисленными исследованиями структуры волн сжатия и разрежения в металлах в условиях ударного нагружения до давлений в десятки гигапаскалей показано, что прочностные свойства материалов, в значительной степени определяющие эволюцию импульса нагрузки в нем, имеют в этих условиях существенно релаксационный характер. В экспериментах это проявляется как уменьшение амплитуды упругого предвестника по мере его движения [1—3], несоответствие амплитуд упругих предвестников в волнах сжатия и разрежения [4, 5], в упругопластическом характере «догрузочной» волны сжатия при ступенчатом нагружении [6, 7] и падении сопротивления пластической деформации при последовательном нагружении двумя импульсами сжатия [5, 8]. Для описания кинетики пластической деформации в [9, 10] предложена модель, полученная из рассмотрения динамики дислокаций. В [5, 11—14] предлагаются различные модификации этой модели, но достаточно полное количественное описание реакции материалов на импульсную нагрузку до сих пор не получено. В данной работе для описания пластической деформации предлагаются кинетические соотношения, основанные на несколько отличном от использовавшегося в [9—14] представлении дислокационного механизма деформации.

Сопоставление с экспериментальными данными результатов газодинамических расчетов с использованием предложенной кинетики пластической деформации подтверждает ее реалистичность на всех стадиях процесса в импульсе сжатия.

Возможные механизмы пластической деформации в ударной волне и остаточная структура металлов наиболее полно обсуждаются в [15]. Следует уяснить, насколько детально должно быть в реологической модели описание механизма деформации. По-видимому, в настоящее время безнадежно для описания поведения макроскопического тела анализировать количественно все детали многофакторного процесса пластической деформации на микроуровне. Однако понимание основных черт механизма явления облегчает выбор параметров, описывающих усредненные свойства материала, и функционального вида кинетического соотношения.

Величина пластической деформации сдвига γ определяется плотностью дислокаций N и их средним смещением S [16]:

$$(1) \quad \gamma = bNS$$

(b — вектор Бюргерса). Дифференцирование (1) дает выражение для скорости деформирования, определяемой скоростью размножения дислокаций \dot{N} и средней скоростью их движения $v_{\text{ср}}$ [17]: $\dot{\gamma} = b\dot{N}S + bNv_{\text{ср}}$. Так как при взаимодействии дислокаций друг с другом, а также с границами зерен, включениями и другими дефектами происходит их блокирование и реально подвижностью обладает только часть общего количества дислокаций, то последнее соотношение целесообразно переписать в виде

$$(2) \quad \dot{\gamma} = b\dot{N}S + bN_m v,$$

где N_m — плотность подвижных дислокаций; v — средняя скорость подвижных дислокаций. Обычно [9—15] первым членом в выражении (2) пренебрегают, а величины N_m и v определяют с использованием различных эмпирических или полуэмпирических соотношений. Нужно сказать, что в этом случае реально обеспечивается лишь частичное описание эволюции импульса сжатия (закон падения амплитуды упругого предвестника [9, 10], профиль стационарной пластической ударной волны [11]).