Реально $p_0/p_* < 0{,}5$, т. е.

$$\frac{Q_\text{у}}{Q_\text{с}} < 0{,}35 e^{\frac{4\zeta_0}{\varepsilon} + \frac{13}{6}}.$$

При $\zeta_0 = -\varepsilon/2$ (крайний случай нашего пресса) это дает $Q_\text{у}/Q_\text{с} < 0{,}4$, а при удвоенной скорости ($\zeta_0 = -\varepsilon$) $Q_\text{у}/Q_\text{с} < 0{,}06$.

Таким образом, даже при умеренной скорости сближения центральный узел ударного устройства миниатюрнее, чем статического.

Автор выражает благодарность Е. И. Забабахину за большое внимание к работе и ряд полезных обсуждений.

Поступила 10 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kawai Naoto.** Production of very high pressure.— «J. Japan High Pressure Inst.», 1971, vol. 9, N 3.
2. **Забабахин Е. И., Забабахин И. Е.** О прессе сверхвысокого давления.— ПМТФ, 1974, № 3.
3. **Верещагин Л. Ф., Шапочкин В. А.** Влияние гидростатического давления на сопротивление сдвигу в твердых телах.— ФММ, 1960, т. 9, вып. 2.
4. **Фадеенко Ю. И.** О прессе сверхвысокого давления.— ПМТФ, 1975, № 5.

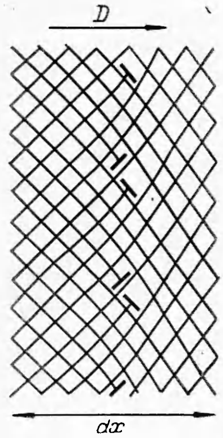
УДК 534.222.2

МЕХАНИЗМ ПЛАСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

Ю. И. Фадеенко

(Новосибирск)

1. Модель явления. Рассматривается пластическая релаксация твердого тела за фронтом стационарной плоской ударной волны, осуществляющаяся за счет надбарьерного скольжения дислокаций. Пусть волна перемещается в направлении оси x с постоянной скоростью D. Перейдем к системе координат, движущейся вместе с волной, рассмотрим состояние элементарного плоского слоя толщиной dx, неподвижного в этой системе координат. Как обычно, представим реальный дислокационный ансамбль четырьмя эффективными системами скольжения краевых дислокаций, плоскости которых совпадают с плоскостями ненулевых главных касательных напряжений (т. е. составляют углы $\pi/4$ с плоскостями, нормальными к координатным осям). Будем считать, что в любом элементарном объеме и для любой системы скольжения за единицу времени рождается одинаковое число дислокаций противоположных знаков. Однако плотности дислокаций противоположных знаков в рассматриваемом элементарном слое dx не будут равны. Действительно, пусть скорость скольжения дислокаций есть v. Тогда (по предположению о стационарности волны) элементарный слой dx пересекают за единицу времени одинаковые количества дислокаций противоположных знаков, но пересекают они его с различными скоростями: $(D + v/\sqrt{2})$ и $(D - v/\sqrt{2})$ соответственно. По-



тому в слое будет наблюдаться избыток дислокаций, движущихся по веществу в сторону фронта волны. Относительная величина этого избытка равна, очевидно, $(v/D\sqrt{2})$. Эффект от избытка дислокаций одного знака равносилен наличию в слое dx эквивалентной стенки Смита [1], осуществляющей скачкообразную релаксацию за счет изменения главных деформаций ε_y и ε_z на величину $(b\sqrt{2}/l)$, где b — абсолютная величина вектора Бюргерса; l — расстояние между дислокациями одного семейства стенки. Структура слоя со стенкой Смита изображена на фигуре, причем плотность дислокаций в стенке для наглядности преувеличена на несколько порядков. Для понимания дальнейшего важно подчеркнуть, что только формально стенка Смита движется со скоростью D, на самом деле D — это фазовая скорость перемещения сечения, в котором плотность дислокаций в стенке имеет некоторое определенное значение, а сами избыточные дислокации движутся со скоростью v. Кроме двух семейств, изображенных на фигуре, стенка содержит еще два семейства дислокаций, параллельных плоскости фигуры, так что общее число дислокаций на единице площади стенки равно $4/l$. В области разгрузки за волной сжатия меняется знак v и направление вектора Бюргерса избыточных дислокаций, и поэтому стенки Смита меняют знак. Величина l связана с толщиной слоя dx и плотностью N эффективных дислокаций (близкой к истинной плотности подвижных дислокаций) соотношением

$$ldx = 2\sqrt{2}D/Nv. \tag{1.1}$$

Заменим теперь непрерывное изменение параметров состояния вещества в слое dx скачкообразным их изменением на эквивалентной стенке Смита. Для простоты выкладок ограничимся рассмотрением случая малых деформаций, $\varepsilon_i \ll 1$, т. е. ударных волн умеренной интенсивности, в которых давление много меньше модуля объемного сжатия вещества. Обозначим параметры состояния перед стенкой величинами с индексом 0, а после стенки — без него. Примем во внимание, что $\varepsilon_y = \varepsilon_z$. Тогда условия сохранения массы, количества движения и энергии на скачке запишутся в виде

$$\rho_0 D = \rho(D-u), \text{ т. е.} \tag{1.2}$$

$$u = D[(\varepsilon_{x0} - \varepsilon_x) + 2(\varepsilon_{y0} - \varepsilon_y)], \quad \sigma_{x0} - \sigma_x = \rho_0 u D,$$

$$-\sigma_x(D-u) + \rho_0 D\left[\frac{(D-u)^2}{2} + c_0 T\right] + \frac{D-u}{2}(\sigma_x\varepsilon_x + 2\sigma_y\varepsilon_y) -$$

$$-4\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon D^2}{lvN}\,\frac{dN}{dx} = -\sigma_{x0}D + \rho_0 D\left(\frac{D^2}{2} + c_0 T_0\right) + \frac{D}{2}(\sigma_{x0}\varepsilon_{x0} + 2\sigma_{y0}\varepsilon_{y0}).$$

К ним следует добавить уравнения закона Гука для плоской волны

$$\sigma_x = \frac{E}{1-2\nu}\left[\frac{(1-\nu)\varepsilon_x + 2\nu\varepsilon_y}{1+\nu} - \alpha T\right], \tag{1.3}$$

$$\sigma_y = \sigma_z = \frac{E}{1-2\nu}\left[\frac{\nu\varepsilon_x + \varepsilon_y}{1+\nu} - \alpha T\right]$$

и условие

$$\varepsilon_{y0} - \varepsilon_y = \varepsilon_{z0} - \varepsilon_z = b\sqrt{2}/l, \tag{1.4}$$

где u — скачок массовой скорости на разрыве; ρ — плотность; Е — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; c_0 — теплоемкость; α — коэффициент теплового расширения; T — температура, отсчитываемая от состояния $\sigma_i = \varepsilon_i = 0$; σ_i — главные напряжения; ε — энергия образования единицы длины дислокационной нити. Решение системы (1.2)—(1.4) в общем случае весьма громоздко. Однако в рассматриваемом случае малых деформаций обычно с хорошей точностью можно пренебречь тепловым расширением, положив $\alpha = 0$. В этом приближении, решая систему (1.2)—(1.4), находим

$$(1.5а)\qquad \rho_0 c_0 (T - T_0) = \frac{4b\sqrt{2}}{l}\left(-\tau - \frac{\varepsilon D}{bNv}\frac{dN}{dx}\right);$$

$$(1.5б)\qquad \sigma_{x0} - \sigma_x = \frac{2\sqrt{2}\,\mathrm{E}}{1-2\nu}\frac{b}{l}\frac{2\nu(1-\nu) - (1-2\nu)(\rho_0 D^2/\mathrm{E})}{1-\nu-(1+\nu)(1-2\nu)(\rho_0 D^2/\mathrm{E})},$$

где τ — главное касательное напряжение

$$\tau = \frac{\mathrm{E}}{2(1+\nu)}(\varepsilon_x - \varepsilon_y)$$

(в волне сжатия $dN/dx < 0$ и $\tau < 0$). Уравнение (1.5а) справедливо, пока плотность подвижных дислокаций в волне возрастает, если же она падает, то членом с (dN/dx) в этом уравнении следует пренебречь.

2. Закон движения дислокаций. Приращение нормального напряжения $(\sigma_{x0} - \sigma_x)$ в слое dx естественно рассматривать как сумму проекций на ось x сил, приложенных к стенке Смита, т. е. к избыточным дислокациям преобладающего знака. Составляющая скорости последних в направлении оси x равна $v/\sqrt{2}$, а мощность, расходуемая внешним источником на поддержание движения дислокаций, равна $(\sigma_{x0} - \sigma_x)v/\sqrt{2}$. Поскольку все подвижные дислокации равноправны (нельзя указать точно, какие из них составляют стенку Смита), эта мощность равномерно распределяется между всеми Ndx подвижными дислокациями. Приравняв величину $(\sigma_{x0} - \sigma_x)v/\sqrt{2}$ суммарной мощности, необходимой для поддержания движения дислокаций со скоростью v, можно получить некоторую информацию о специфическом характере закона движения дислокаций в ударной волне.

Примем для дислокаций закон вязкого надбарьерного скольжения, справедливый для напряжений, намного превышающих статический предел текучести материала

$$(2.1)\qquad \tau b = Bv,$$

где B — коэффициент вязкости. Сила, действующая на дислокацию, равна τb [2], а мощность, рассеиваемая движущейся дислокацией, $\tau b v$. Тогда из уравнения

$$(\sigma_{x0} - \sigma_x)v/\sqrt{2} = \tau b v N dx$$

и уравнений (1.1), (1.5б), (2.1) следует

$$(2.2)\qquad B = \frac{b\mathrm{E}}{2\sqrt{2}D(1-2\nu)}\frac{2\nu(1-\nu) - (1-2\nu)(\rho_0 D^2/\mathrm{E})}{1-\nu-(1+\nu)(1-2\nu)(\rho_0 D^2/\mathrm{E})}.$$

Таким образом, в рассматриваемом случае величина B принимает специфическое значение, характерное для условий движения дислокации в стационарной ударной волне и не совпадающее с фононной вязкостью $B_ф$, проявляющейся при движении дислокации в квазистатически нагруженном кристалле. Причина этого различия в том, что дислокация, движущаяся в ударной волне, испытывает акустическое сопротивление, значительно превосходящее сопротивление вязкого трения о газ фононов.

Действительно, можно переписать (2.2) в виде

$$B = \frac{\rho b c^2}{2\sqrt{2}D}\,\frac{1+\nu}{1-\nu}\,\frac{2\nu(1-\nu)-(1-2\nu)(\rho_0 D^2/E)}{1-\nu-(1+\nu)(1-2\nu)(\rho_0 D^2/E)},$$

где c — скорость продольных звуковых волн. Обычно c и D близки по величине, и поэтому можно положить $B = m\rho bc$, где m — безразмерный коэффициент, величина которого порядка 10^{-1} и зависит от конкретных условий задачи. Тогда из (2.1) следует

$$\tau = m\rho vc.$$

Последнее уравнение аналогично уравнению, определяющему давление в слабой ударной волне, возбуждаемой поршнем, движущимся с постоянной скоростью $v \ll c$. Действительно, в рассматриваемой задаче дислокации действуют как поршни, каждый из которых вдвигает в кристалл со скоростью $v/\sqrt{2}$ лишнюю атомную полуплоскость стенки Смита (суммарное действие всех $D\sqrt{2}/v$ дислокаций, приходящихся на одну дислокацию стенки Смита, приводит к тому, что лишняя атомная полуплоскость вдвигается в кристалл со скоростью D).

3. Уравнения профиля волны. Подстановкой (1.1), (2.1), (2.2) в (1.5б) получаем уравнение

$$d\sigma_x/dx = -2b\sqrt{2}N\tau \tag{3.1}$$

(в волне сжатия $\tau < 0$ и сжимающее отрицательное напряжение возрастает по абсолютной величине в направлении отрицательных x, когда волна движется в направлении положительных x). Отыскав из (1.2)—(1.4) приращение $(\varepsilon_{x0} - \varepsilon_x)$, можно получить уравнение

$$\frac{d\tau}{dx} = -\frac{1-2\nu}{\sqrt{2}(1+\nu)}\,\frac{1-3(1-2\nu)(\rho D^2/E)}{2\nu(1-\nu)-(1-2\nu)(\rho D^2/E)}, \tag{3.2}$$

и, наконец, из (1.5а) следует

$$\rho c_0 dT/dx = -2Nb^2\tau^2/BD - 2\varepsilon dN/dx.$$

Величина bN имеет смысл обратной ширины зоны пластической релаксации.

Обычно при выводе общих уравнений профиля нестационарных упругопластических волн произвольной амплитуды деформации представляются в виде сумм упругих и пластических составляющих, и для пластических деформаций принимается соотношение Орована $\dot{\varepsilon}^p = (1/2)bNv$ [3,4]. При выводе (3.1), (3.2) рассматривались только упругие деформации и соотношение Орована не использовалось. Это дает возможность для косвенной оценки точности приближения, в котором получены уравнения (3.1), (3.2). Использование соотношения Орована приводит к формуле

$$D = \sqrt{E/2\rho(1+\nu)(1-2\nu)}.$$

Величина D оказывается постоянной в соответствии с характером использованного приближения (пренебрежение членами порядка ε_i) и близкой к скорости звука. Некоторое отличие D от истинной представляется несущественным, если учесть низкую точность, с которой сейчас известны величины N и v.

4. О возможности сопоставления с экспериментом. В общие уравнения профиля упругопластических волн входят две неизвестные функции N и v. В уравнениях (3.1), (3.2) функция v оказывается определенной. Уравнения (3.1), (3.2) можно рассматривать как частный случай общих уравнений для слабых стационарных волн. Действительно, при сопоставлении уравнений (3.1), (3.2) с соответствующим упрощением общих уравнений из [3] (при законе скольжения (2.1)) оказывается, что различны только значения коэффициентов при отношении (N/B). Значение этого коэффициента в (3.1), (3.2) оказывается большим примерно во столько же раз, во сколько B больше $B_{\text{ф}}$; поэтому расчеты профиля слабых волн по уравнениям работы [3] с фононной вязкостью приведут к тем же результатам, что и расчеты по (3.1), (3.2) с несколько измененным N.

Оценки величины B для стали дают значения порядка 10^{-2} П, что намного больше $B_{\text{ф}}$, но согласуется с оценками работ [5,6]. Прямая экспериментальная проверка (2.2) в настоящее время вряд ли возможна, так как в этих уравнениях остается неизвестной функция N.

Проблема выбора N обсуждалась в [3, 4, 7] и ряде других работ, в настоящее время она далека от разрешения, и поэтому наиболее интересным способом использования (3.1), (3.2) представляется численная обработка экспериментальных данных с целью определения N.

Поступила 12 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. **Smith C. S.** Metallographic studies of metals after explosive shock.— «Trans. of the Metallurg. Soc. of AIME», 1958, vol. 214, p. 574.
2. **Фридель Ж.** Дислокации. М., «Мир», 1967.
3. **Johnson J. N., Barker L. M.** Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 Aluminum.— «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, N 11, p. 4321 —4334.
4. **Нигматулин Р. И., Холин Н. Н.** К модели упругопластической среды с дислокационной кинетикой пластического деформирования — «Изв. АН СССР. МТТ», 1974, № 4, с. 131—146.
5. **Красовский А. Я.** Затухание упругих ударных волн в железе, обусловленное вязким торможением дислокаций.— «Пробл. прочности», 1970, № 7, с. 31—35.
6. **Писаренко Г. С., Петушков В. Г., Степанов Г. В., Фот Н. А.** Механические свойства некоторых материалов при высокоскорстном растяжении.— «Пробл. прочности», 1970, № 7, с. 3—8.
7. **Фадеенко Ю. И.** Об установившемся деформировании твердого тела.— ПМТФ, 1976, № 6.