

а с другой — при росте амплитуды УВ повышается и температура материала, способствующая размягчению полимера, т. е. снижению сдвиговых напряжений. По всей вероятности, в диапазоне давлений 5—10 ГПа тепловое разупрочнение начинает превалировать над упрочнением вследствие увеличения среднего давления.

Таким образом, основные результаты работы сводятся к следующему.

Простая кусочно-линейная упругопластическая модель материала позволяет качественно объяснить некоторые закономерности распространения волн в пластических материалах, связанные с диссипацией энергии при пластическом деформировании. Показано, что в процессе пластического течения материала создается распределение предела текучести по координате. Это обстоятельство не учтено в работе [2], что привело к некорректному представлению о волновой картине негидродинамического затухания ударных волн. Построение упругопластической модели поведения материала, более реальной, чем кусочно-линейная, невозможно на основании измерений только одной компоненты σ_x тензора напряжений (применительно к условиям одноосной деформации) без привлечения дополнительных экспериментальных данных. Одним из видов дополнительных данных, необходимых для построения модели материала, является регистрация второго главного напряжения σ_y в стационарной УВ.

Приведены экспериментальные результаты непосредственного определения сдвиговых напряжений в ударно-сжатых полимерах.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 82.
2. L. W. Morland. Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A, 1959, 251, 997.
3. D. R. Curran. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
4. С. А. Новиков, Л. М. Сеницына. ПМТФ, 1970, 6^г.
5. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6.
6. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. J. Appl. Phys., 1974, 45, 11.
7. J. R. Asay, J. Lipkin. J. Appl. Phys., 1978, 49, 7.
8. Ю. В. Батюков, С. А. Новиков, Л. М. Сеницына и др. Механика композитных материалов, 1979, 2, 322.
9. П. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. М.: ИЛ, 1955.
10. Л. В. Верецагин, В. А. Шапочкин. ФММ, 1960, 9, 2.
11. D. Bernstein, C. Godfrey, A. Klein et al. — In: Behavior of Dense Media Under High-Dynamic Pressures. N. Y.: Gordon and Breach, 1968.
12. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1976, 2.
13. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1972, 10.
14. С. А. Новиков. ПМТФ, 1981, 3.

Поступила в редакцию 23/XI 1984,
после доработки — 24/VI 1985

МОДЕЛЬ ТЕРМОУПРУГОВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПОВРЕЖДЕННОЙ СРЕДЫ. ПРИЛОЖЕНИЕ К ОТКОЛЬНОМУ РАЗРУШЕНИЮ

В. Н. Антуков
(Пермь)

1. Наиболее ранняя модель откола [1] представляла собой аналог классического критерия мгновенного разрушения $\sigma \geq \sigma^*$ (σ^* — откольная прочность). В дальнейшем экспериментально показано, что σ^* не является константой материала, а зависит от ряда факторов, в частности, от длительности действия растягивающих напряжений в плоскости откола. В связи с этим широко распространились временные критерии откола [2]. В [3, 4] откол трактуется в рамках кинетической теории прочности Журкова, экстраполированной в область микросекундной долговечности.

В [5] предложена модернизированная кинетическая зависимость, позволяющая увязывать между собой экспериментальные данные в большом временном диапазоне. В [6] вводится время задержки разрушения, определяющее по сути долговечность материала при превышении растягивающим напряжением некоторого предела. Критерии накопления повреждений в виде интеграла Бейли использованы в работах [2, 7—11]. Отмеченная группа критериев часто применяется для обобщения экспериментальных данных.

Следующая группа более сложных моделей откольного разрушения, развиваемых за последнее время и наиболее широко используемых при численном моделировании, характеризуется связанным описанием процессов деформируемости и поврежденности. Учет влияния дефектности среды на ее механические свойства позволяет моделировать более тонкие эффекты, такие как релаксацию напряжений в сечении откола, временную зависимость скорости тыльной поверхности.

В работе [12] используются модели, учитывающие образование и рост микродефектов. Зависимости влияния меры дефектности на эффективные характеристики материала взяты из уравнений состояния пористых сред. В [13] развивается связанная модель поврежденной среды как двухфазного материала. Влияние дефектности среды на ее механические свойства учтено в [14], где в рамках гидродинамического приближения численно моделируется процесс откола. Аналогичная работа [15] проведена с целью изучения разрыхления среды в процессе откольного разрушения. В [16] изучено влияние дефектности на пластические характеристики материала, описываемые законом течения, при отколе. К этой же группе моделей относятся работы [17, 18].

Естественным обобщением последних моделей является связанное описание процессов деформирования, поврежденности и температурных эффектов на основе термодинамических принципов механики сплошной среды с внутренними параметрами состояния [19]. Предыдущий подход имеет некоторые недостатки: трудность учета всех перекрестных эффектов, т. е. малая общность; возможность нарушения термодинамических ограничений, приводящая к качественно неверным выводам. Общий подход, основанный на [19], сделан в работе [20]. Наряду с описанием поврежденности термодинамический подход применен к описанию механизма пластического течения на основе дислокационной кинетики [21]. Влияние поврежденности среды на механические характеристики учитывается в линейном приближении. В [22] рассмотрена максвелловская упруговязкая среда с конечными деформациями и наличием поврежденности, кинетика которой определялась в соответствии с [12].

Цель настоящей работы — формулировка термодинамически допустимых определяющих соотношений связанной термоупруговязкопластической поврежденной среды; применение модели к описанию откола в металлах; изучение влияния температуры образца на процесс откольного разрушения.

2. Механика деформируемого поврежденного тела основывается на ряде гипотез [23], основная из которых — гипотеза сплошности; постулирующая существование элементарного объема, содержащего большое количество микродефектов и в то же время достаточно малого для того, чтобы напряженно-деформированное состояние и распределение микродефектов внутри него можно было считать равномерными.

Поведение элементарного объема будем описывать тензором напряжений σ_{ij} , плотностью ρ , тензором деформаций ε_{ij} , абсолютной температурой Θ , удельной энтропией η , а также структурными переменными, характеризующими вязкопластические эффекты матрицы χ_{ij} и поврежденность ω_{ij} [23].

На основании принципа макроскопической определенности [24] воздействия на элементарный объем и его реакция взаимно связаны:

$$\{\sigma_{ij}, \Theta, P_{ij}\} = \mathcal{F}\{\varepsilon_{ij}, \eta, \chi_{ij}, \omega_{ij}\}, \quad (1)$$

где P_{ij} — обобщенные термодинамические силы; \mathcal{F} — некоторый в общем случае функционал процесса.

Изменение состояния элементарного объема подчиняется законам сохранения массы, импульса, энергии и второму закону термодинамики, принимаемому в форме неотрицательности функции рассеяния w^* [24], выраженной через удельную свободную энтальпию z

$$w^* = -\sigma_{ij}\dot{\epsilon}_{ij} - \rho(\dot{z} + \eta\dot{\Theta}) \geq 0. \quad (2)$$

Уравнение сохранения энергии запишем в форме уравнения баланса энтропии

$$\rho\dot{\Theta}\eta = q_{i(i)} + r\rho + w^*, \quad (3)$$

в котором q_i — компоненты вектора потока тепла; r — плотность тепловых источников немеханического происхождения.

Предполагается справедливое выполнение закона Фурье $q_i = \kappa\Theta_{(i)}$.

Из (1) следует $z = z(\sigma_{ij}, \Theta, \chi_{ij}, \omega_{ij})$, тогда, подставив выражение для полной производной \dot{z} в (2), получим

$$-\sigma_{ij}\left(\dot{\epsilon}_{ij} + \rho\frac{\partial z}{\partial\sigma_{ij}}\right) - \rho\dot{\Theta}\left(\eta + \frac{\partial z}{\partial\Theta}\right) - \rho\frac{\partial z}{\partial\chi_{ij}}\dot{\chi}_{ij} - \rho\frac{\partial z}{\partial\omega_{ij}}\dot{\omega}_{ij} \geq 0.$$

Принимая справедливым как для обратимых, так и для необратимых процессов

$$\epsilon_{ij} = -\rho\frac{\partial z}{\partial\sigma_{ij}}, \quad \eta = -\frac{\partial z}{\partial\Theta}, \quad (4)$$

оставшуюся часть неравенства (2) выразим в форме

$$w^* = -\rho\frac{\partial z}{\partial\chi_{ij}}\dot{\chi}_{ij} - \rho\frac{\partial z}{\partial\omega_{ij}}\dot{\omega}_{ij} > 0. \quad (5)$$

Вводя вектор обобщенных термодинамических потоков $\vec{J} = \{\dot{\chi}_{ij}, \dot{\omega}_{ij}\}$ и $\vec{P} = \left\{-\rho\frac{\partial z}{\partial\chi_{ij}}, -\rho\frac{\partial z}{\partial\omega_{ij}}\right\}$, неравенство (5) представим в виде скалярного произведения

$$w^* = \vec{P} \cdot \vec{J} > 0. \quad (6)$$

Используя допущение [25] $J_i = f(P_i, \vec{J}, \Theta)$, можно от неравенства (6) перейти к паре более сильных покомпонентных неравенств:

$$-\rho\frac{\partial z}{\partial\chi_{ij}}\dot{\chi}_{ij} > 0, \quad -\rho\frac{\partial z}{\partial\omega_{ij}}\dot{\omega}_{ij} > 0. \quad (7)$$

Дальнейший вывод основных уравнений поврежденной среды связан с рядом гипотез достаточно общего характера:

а) принцип аддитивности свободной энтальпии относительно меры поврежденности

$$-\rho z = z_1(\sigma_{ij}, \Theta, \chi_{ij}, \omega_{ij}) + z_2(\sigma_{ij}, \Theta, \chi_{ij}); \quad (8)$$

б) использование, следуя [26], в качестве структурных переменных χ_{ij} , характеризующих вязкоэластические свойства матрицы среды, непосредственно тензор вязкопластической деформации ϵ_{ij}^p ;

в) задание функции z_2 в виде обычного выражения для свободной энтальпии материала без повреждений

$$z_2 = \frac{1}{2} H_{ijke}\sigma_{ij}\sigma_{ke} + \Theta\alpha_{ij}\sigma_{ij} + \rho c_\Theta\Theta(\ln\Theta - 1) + \sigma_{ij}\epsilon_{ij}^p, \quad (9)$$

где H_{ijke} — тензор податливости упругого анизотропного тела; α_{ij} — тензор коэффициентов линейного расширения анизотропного тела; c_Θ — удельная теплоемкость при постоянной температуре.

В силу (8), (9) неравенства (7) преобразуются к виду

$$\left(\frac{\partial z_1}{\partial \varepsilon_{ij}^P} + \frac{\partial z_2}{\partial \varepsilon_{ij}^P} \right) \dot{\varepsilon}_{ij}^P > 0, \quad \frac{\partial z_1}{\partial \omega_{ij}} \dot{\omega}_{ij} > 0. \quad (10)$$

Для удовлетворения второго неравенства (10) используем линейное приближение

$$\omega_{ij} = \dot{L}^{-1} \frac{\partial z_1}{\partial \omega_{ij}} \quad \text{или} \quad z_1 = L \int \dot{\omega}_{ij} d\omega_{ij} \quad (11)$$

(L — кинетический коэффициент).

Для удовлетворения первого неравенства (10) в более общей форме примем, учитывая (11), обобщенное уравнение Пэжины [27]

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^P = \Phi \left\langle \frac{\sigma'_n}{\sigma_s} - 1 \right\rangle \frac{S'_{ij}}{\sigma_n}, \quad \Phi \langle \dots \rangle = \begin{cases} \Phi, & \langle \dots \rangle > 0, \\ 0, & \langle \dots \rangle \leq 0. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь $\sigma'_n = \left(\frac{1}{2} S'_{ij} S'_{ij} \right)^{1/2}$; $S'_{ij} = S_{ij} - S_{ij}^u$ — компоненты девиатора тензора активных напряжений; $S_{ij}^u = -L \int \frac{\partial \omega_{ke}}{\partial \varepsilon_{ij}^P} d\omega_{ke}$.

Изменение меры поврежденности ω_{ij} определяется эволюционным уравнением

$$\dot{\omega}_{ij} = \Psi_{ij}(\sigma_{ij}, \Theta, \varepsilon_{ij}^P, \omega_{ij}). \quad (13)$$

Дифференцируя по времени соотношения (4) с учетом (3), (8), (9), (11) и (12), получим определяющие уравнения для изменения тензора деформаций и температуры

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = H'_{ijke} \dot{\sigma}_{ke} + \alpha'_{ij} \dot{\Theta} + \varepsilon_{ij}^r + L \frac{\partial \Psi_{ij}}{\partial \sigma_{ke}} \dot{\omega}_{ke}, \quad (14)$$

$$r c_{\Theta} \dot{\Theta} = \kappa \Theta_{,ii} + r \rho - \Theta \alpha'_{ij} \dot{\sigma}_{ij} + \left(\sigma'_{ij} + \Theta \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial \Theta} \right) \dot{\varepsilon}_{ij}^r + L \left(\Psi_{ij} - \Theta \frac{\partial \Psi_{ij}}{\partial \Theta} \right) \dot{\omega}_{ij}, \quad (15)$$

где $H'_{ijke} = H_{ijke} + L \int (\partial^2 \Psi_{mn} / \partial \sigma_{ij} \partial \sigma_{ke}) d\omega_{mn}$;

$$\alpha'_{ij} = \alpha_{ij} + L \int (\partial^2 \Psi_{mn} / \partial \sigma_{ij} \partial \Theta) d\omega_{mn}; \quad c_{\Theta} = c_{\Theta} + L \int (\partial^2 \Psi_{mn} / \partial \Theta^2) d\omega_{mn}.$$

Отметим, что эффективные постоянные поврежденной среды определенным образом зависят от скорости роста поврежденности Ψ_{ij} .

Дальнейшая конкретизация определяющих уравнений связана с переходом к изотропному случаю $\omega_{ij} = N \delta_{ij}$, $\alpha_{ij} = \alpha \delta_{ij}$, $\Psi_{ij} = \Psi \delta_{ij}$. Известно, что скорость роста поврежденности определяется нормальными положительными напряжениями, а также связана с развитием вязкопластической деформации, например в условиях ползучести [28]. Тогда уравнение (13) преобразуется к виду

$$\dot{N} = \Psi(p, \Theta, e_n^r, N), \quad (16)$$

$$p = \frac{1}{3} \sigma_{ij} \delta_{ij}, \quad e_n^r = \frac{3}{2} (e_{ij}^r e_{ij}^r)^{1/2}.$$

Опуская промежуточные выкладки [29], выишем окончательную систему определяющих уравнений изотропного тела

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2G} \dot{S}_{ij} + \dot{e}_{ij}^P, \quad (17a)$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{3K'} \dot{p} + \alpha' \dot{\Theta} + \frac{1}{3} L \frac{\partial \Psi}{\partial p} \dot{N}, \quad (17b)$$

где G — модуль сдвига; $K' = K \left/ \left(1 + LK \int \frac{\partial^2 \Psi}{\partial p^2} dN \right) \right.$ — эффективный объемный модуль.

3. Рассмотрим применение предлагаемых уравнений к моделированию волновых процессов и откольного разрушения при плоском соударении пластин.

Конкретизируем вид функции Φ . Умножим (12) само на себя, просуммируем по индексам $i, j = 1, 3$ и преобразуем к виду

$$\sigma'_n = \sigma_s [1 + \Phi^{-1}(\dot{e}_n^P)], \quad (18)$$

где Φ^{-1} — функция, обратная к Φ ; σ_s — предел текучести материала, зависящий в общем случае от деформации, температуры и поврежденности.

Конкретный вид функции Φ^{-1} выбирался на основании известных экспериментальных данных [30] при одноосном напряженном состоянии, предполагалась справедливой гипотеза подобия кривых $\sigma_n(\dot{e}_n^P)$ в общем случае сложного напряженного состояния. Учитывалась нелинейная зависимость вязкости от скорости деформирования (процедура подробно описана в [31]):

$$\sigma_n = \sigma_s + \begin{cases} \frac{1}{2} \mu_1 \frac{(\dot{e}_n^P)^2}{\dot{e}_0}, & 0 \leq \dot{e}_n^P \leq \dot{e}_0^P, \\ \frac{1}{2} \mu_1 \dot{e}_0^P + \mu_1 (\dot{e}_n^P - \dot{e}_0^P), & \dot{e}_0^P \leq \dot{e}_n^P \leq \dot{e}_1^P, \\ \mu_1 \left(\dot{e}_1^P - \frac{1}{2} \dot{e}_0^P \right) + \mu_1 \frac{\dot{e}_1^P}{1-B} \left[-1 + \left(\frac{\dot{e}_n^P}{\dot{e}_1^P} \right)^{1-B} \right], & \dot{e}_n^P \geq \dot{e}_1^P. \end{cases} \quad (19)$$

Здесь $\dot{e}_0^P \simeq 10$, $\dot{e}_1^P \simeq 10^3$ — характерные значения скоростей деформаций; μ_1 — максимальное постоянное значение вязкости в диапазоне ($\dot{e}_0^P \simeq \dot{e}_1^P$); B — параметр модели ($0 < B < 1$), определяющий скорость убывания вязкости в диапазоне скоростей деформаций, больших 10^3 .

Для изотропного случая (15) принимает вид (для быстропротекающих процессов пренебрегаем членом $\kappa \Theta, n$)

$$\rho c'_\theta \dot{\Theta} = -3\alpha' \Theta \dot{p} + \frac{2}{3} \sigma'_n \Phi + L \left(\Psi - \Theta \frac{\partial \Psi}{\partial \Theta} \right) \Psi. \quad (20)$$

Объединяя (20) и (17б), получим уравнения для определения изменения давления и температуры через скорости объемной деформации и роста поврежденности

$$\dot{p} = \Phi_1^{-1} (3K' \Phi_2 - \gamma' \Phi_3), \quad \dot{\Theta} = \gamma' \Phi_1^{-1} \left(-3\Theta \Phi_2 + \frac{1}{3\alpha' K'} \Phi_3 \right), \quad (21)$$

$$\Phi_1 = 1 - 3\gamma' \alpha' \Theta, \quad \Phi_2 = \varepsilon \frac{1}{3} L \frac{\partial \Psi}{\partial p} \dot{N}, \quad \Phi_3 = \frac{2}{3} \sigma'_n \Phi + L \left(\Psi - \Theta \frac{\partial \Psi}{\partial \Theta} \right) \Psi,$$

где $\gamma' = 3\alpha' K' / \rho c'_\theta$ — коэффициент Грюнайзена поврежденного материала.

Основной вклад в изменение давления и температуры вносит скорость объемной деформации Φ_2 , учитывается также и вклад диссипации энергии из-за вязкопластического деформирования и роста поврежденности Φ_3 .

Зависимости (19) достаточно гибки для того, чтобы описать нелинейные эффекты на фронте волны сжатия: затухание упругого предвестника, релаксации напряжений за фронтом упругого предвестника. На рис. 1 показаны расчетные кривые сдвиговой компоненты напряжения — деформация для материальных частиц, находящихся на различном удалении от поверхности нагружения алюминиевой пластины: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 20 мм. На расстояниях, превышающих 1 см, деформирование осуществляется по кривой, близкой к равновесной (штриховая линия).

Вычисления (здесь и ниже) проводились с помощью явной конечно-разностной схемы «крест». Проведена большая серия расчетов с непо-

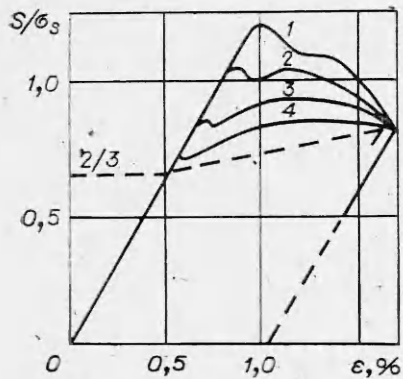


Рис. 1.

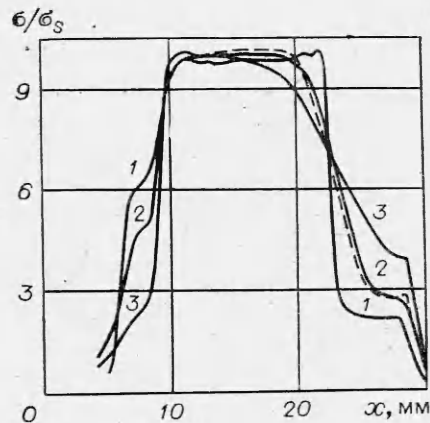


Рис. 2.

средственным интегрированием физических уравнений (12) и с помощью процедуры «приведения» напряжений на круг текучести переменного радиуса (19). Во всех случаях результаты практически совпали. Более того, процедура «приведения» напряжений позволяет единообразно просчитывать варианты с различной, в том числе и с малой вязкостью. Непосредственное же численное интегрирование (12) при малых μ_1 ведет к численной неустойчивости.

На рис. 2 показано влияние вязкости μ_1 ($1 - 0,2 \cdot 10^4$, $2 - 2,0 \cdot 10^4$, $3 - 6,2 \cdot 10^4$ Пз) на форму первоначально прямоугольного импульса сжатия. Рост вязкости ведет к увеличению амплитуды упругого предвестника, релаксации напряжений за фронтом упругого предвестника, размазыванию фронта пластической волны. Штриховой линией показаны результаты расчета, полученные непосредственным интегрированием (12).

4. Следуя [32], примем двухстадийную концепцию роста поврежденности при откольном разрушении [33, 34]. На докритической стадии (увеличение количества субмикродофектов размерами $\approx 100 \div 1000$ Å) предполагался справедливый экспоненциальный закон роста поврежденности [35], модернизированный с учетом [5, 36]:

$$\Psi = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\frac{\gamma p - U_0}{k\Theta}\right), \quad \gamma = \gamma(t), \quad 0 \leq N \leq N_p^{(1)}, \quad (22)$$

где τ_0 , k , U_0 — кинетические постоянные; γ — переменный коэффициент структуры [5, 36]. Критерием перехода от докритической к закритической стадии служит достижение меры поврежденности N (разуплотнение) своего предельного значения $N_p^{(1)} = 0,01$. Эта величина довольно устойчива для различных материалов [35], при этом происходит объединение субмикродофектов в микродофекты с размерами порядка структурной гетерогенности материала ($0,01 \div 0,1$ мм).

Эволюционное уравнение на закритической стадии

$$\Psi = C \exp\left(\frac{\Theta}{\Theta_0} - 1\right) [p^2 - p_*^2(N)], \quad p_* = p_*^0 (1 - N), \quad N_p^{(1)} \leq N \leq N_p^{(2)}.$$

Температурная зависимость Ψ в последнем выражении введена в соответствии с известными опытными данными о влиянии температуры на скорость роста микротрещины [37].

При достижении N второго предельного значения $N_p^{(2)}$ происходит образование макротрещины (откольного сечения), соседние сечения образца могут при этом находиться в докритической, закритической стадиях, а также полностью разрушиться. В расчетах, как и в [38], принималось $N_p^{(2)} = 0,3$. Для различных материалов и процессов предельная величина $N_p^{(2)}$ может быть различной, однако при больших значениях N

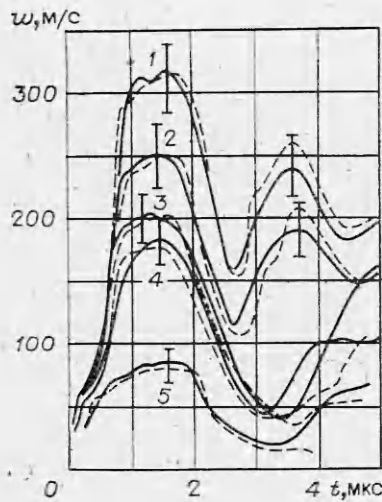


Рис. 3.

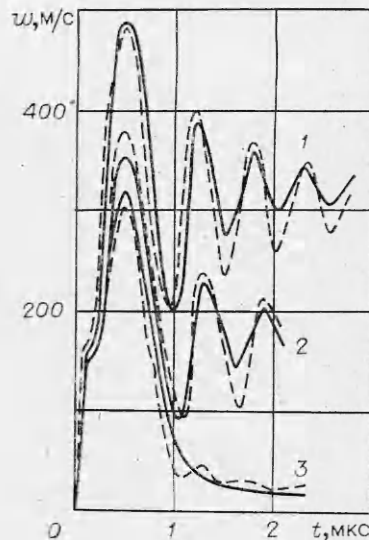


Рис. 4.

деформирование становится неустойчивым, катастрофически растет поврежденность. Поэтому изменение значения $N_p^{(2)}$ от 0,3 до 0,5 практически не скажется на окончательных результатах.

Модель содержит три основных параметра: C , p^0 — коэффициенты эволюционного уравнения для роста поврежденности на закритической стадии; L — коэффициент связности [34] (при $L = 0$ отсутствует влияние уровня поврежденности на макрохарактеристики поврежденного материала).

Апробация модели осуществлялась на решении задачи о соударении двух пластин для условий опытов [39, 40]. На рис. 3 представлены профили скорости свободной поверхности мишени из стали ЭИ712 $W(t)$, нагруженной ударом пластины из того же материала. Толщина ударника и мишени 5 и 10 мм соответственно. Начальная скорость удара v_0 , м/с: 1 — 320, 2 — 260, 3 — 215, 4 — 195, 5 — 86; здесь и на рис. 4 сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет; вертикальными отрезками отмечена погрешность эксперимента по данным [39]. Кривая 3 соответствует началу откольного разрушения (появление микродефектов), 1 и 2 — образованию откольной трещины. Параметры модели подбирались по опыту 1, остальные кривые рассчитаны при неизменных параметрах.

На рис. 4 показаны аналогичные зависимости, полученные при ударе алюминиевой пластины толщиной 2 мм по мишени из титанового сплава ВТ6 [40] толщиной 9,8 мм (опыты 1, 3) и 11,7 мм (опыт 2), $v_0 = 450$ (3), 600 (2), и 700 м/с (1). Параметры модели подбирались по опыту 3.

5. Профили скорости свободной поверхности $w(t)$ для различных начальных температур мишени из стали ЭИ712 [39] показаны на рис. 5. Скорость удара 260 м/с, толщина пластины-ударника 5 мм, мишени 10 мм; Θ_0 , °С: -100 (1), 100 — (2), 300 — (3), 500 — (4). Начало временного отсчета соответствует 1,62 мкс после удара. Рост максимального значения массовой скорости с увеличением температуры объясняется уменьшением акустической жесткости нагретого материала. В акустическом приближении [41] массовая скорость мишени u_2 выражается следующим образом через начальную скорость удара и акустические жесткости соударяемых пластин a_i ($i = 1, 2$): $u_2 = u_0 / (1 + a_2/a_1)$. С увеличением температуры a_2 уменьшается, что приводит к росту u_2 . Снижение минимального значения скорости тыльной поверхности объясняется замедлением процесса разрушения в нагретом материале.

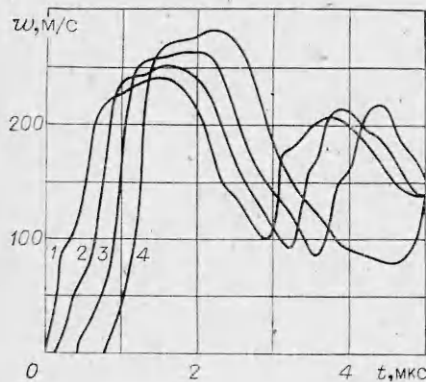


Рис. 5.

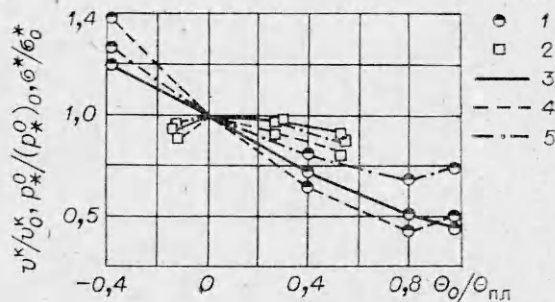


Рис. 6.

Откольная прочность σ^* , вычисляемая как максимальное среднее напряжение, достигаемое в откольном сечении, незначительно падает с ростом температуры: $\sigma^* = 3,23, 3,17, 3,10$ и $3,02$ ГПа (соответственно для кривых 1—4 рис. 5). Расчетное значение σ^* при нормальной температуре практически совпадает с оценкой авторов [39]. Однако использование приближенной формулы [42] $\sigma^* = 1/2 \cdot \rho c \Delta w$ даже с учетом влияния температуры на акустическую жесткость ρc ведет в этом случае к качественно неверному результату: увеличению σ^* с ростом температуры.

Следует отметить, что характер кривых рис. 5 справедлив для материалов с барьерным отрицательным давлением p_*^0 , не зависящим от температуры. В действительности, конечно, $p_*^0 = p_*^0(\Theta)$, что связано с изменением характера разрушения, переходом от плоских микротрещин к сферическим микропорам [43].

Используя экспериментальные данные [44], с помощью предложенной модели определили зависимость $p_*^0(\Theta)$ для алюминиевого сплава Д16 и Ст. 3. Значения p_*^0 выбрали так, чтобы совпали экспериментальные и расчетные критические скорости удара v^k , вызывающие поврежденность, не превышающую $N_p^{(1)} = 0,01$.

На рис. 6, 3—5 показаны экспериментальные v^k/v_0^k и найденные по ним расчетные $p_*^0/(p_*^0)_0, c^0/c_0^0$ температурные зависимости (1 — Д16, 2 — Ст. 3). Для сплава Д16 и Ст. 3 при нормальной температуре $v_0^k = 336$ и 385 м/с, $(\rho_*^0)_0 = 2,30$ и $3,52$ ГПа, $\bar{c}_0^0 = 2,12$ и $3,21$ ГПа, $\Theta_{пл} = 502$ и 1532 °С. Наиболее сильно зависит от температуры p_*^0 , а наиболее слабо — σ^* .

Временные зависимости скорости тыльной поверхности для сплава Д16 и Ст. 3 представлены на рис. 7, а, б соответственно ($\Theta_0 = 800$ (1), 400 (2), 0 (3) и -200 (4), скорость удара 500 (а) и 400 м/с (б)). Удар производился алюминиевой пластиной АМц толщиной 4 мм, толщина мишени 20 мм. Минимальное значение скорости (см. рис. 7, а) возрастает с повышением температуры, так как несмотря на затягивание процесса разрушения откол достигается при значительно меньших отрицательных давлениях, чем при нормальной температуре. Влияние температуры на зависимость $w(t)$ для Ст. 3 (см. рис. 7, б) не так значительно, поскольку здесь процесс замедления разрушения практически нейтрализует небольшое снижение порогового значения p_*^0 при нагревании.

В работах [45, 46] отмечено, что оценка откольной прочности авторами [44] превосходит значения σ^* , полученные по кривой $w(t)$, примерно в 3 раза. В данных расчетах (см. рис. 6) использовались лишь экспериментальные величины v^k , σ^* определялись численно с помощью расчета процесса ударно-волнового нагружения этих материалов со скоростью v_0 , значительно превышающей v^k (см. рис. 7). Полученные расчетные значения (при нормальной температуре) превосходят данные ра-

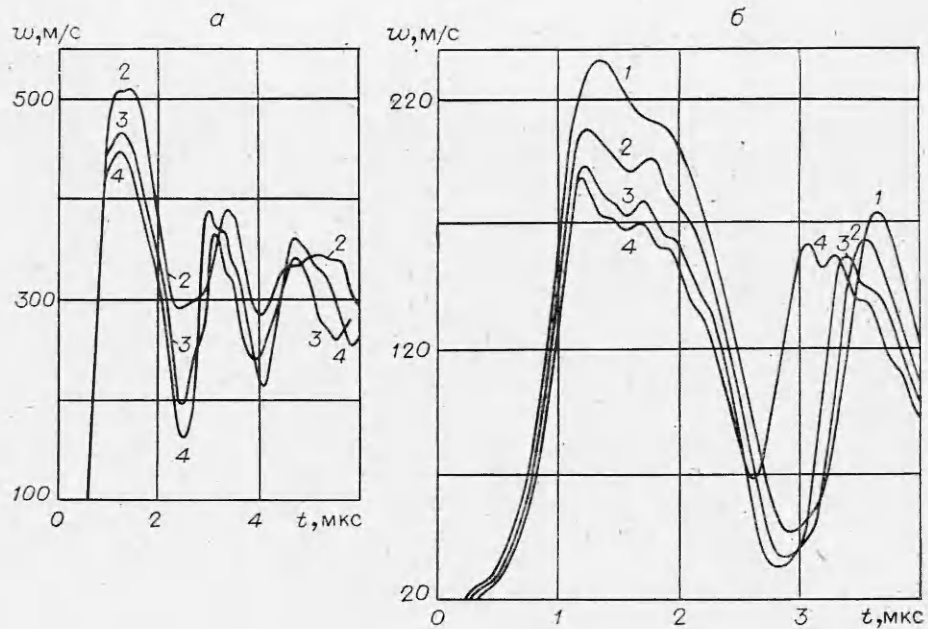


Рис. 7.

бот [45, 46] примерно в 1,5 раза. Это несоответствие можно объяснить не совсем точно определенным понятием критической скорости v^* [44].

В обоих случаях нагружения наблюдалось уменьшение толщины откольной тарелочки с ростом температуры. На рис. 8 приведены кривые распределения поврежденности по сечению образца Д16 в первый момент полного образования откольной тарелочки (при $\Theta_0 = -200$ (1), 0 (2), 200 (3), 400 (4) и 490°C (5). С ростом температуры образца увеличивается ширина зоны интенсивной поврежденности материала.

На рис. 9 показано взаимосвязанное изменение поврежденности (кривые 2), истинного напряжения в матрице (1) и среднего напряжения (3) в сечении откола образца из сплава Д16 (условия расчета аналогичны условиям, при которых получены кривые 3, 1 на рис. 7, а). Штриховые линии соответствуют нормальной температуре, сплошные — 400°C. Существенное различие между средним и истинным напряжениями возникает на закритической стадии разрушения. Участок постоянства меры

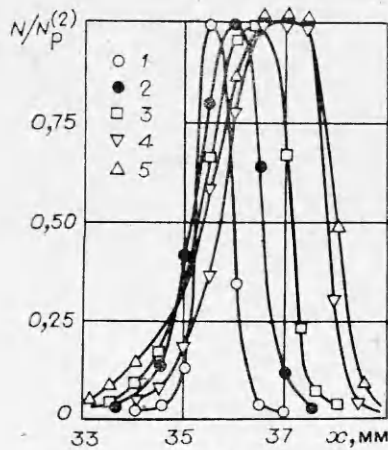


Рис. 8.

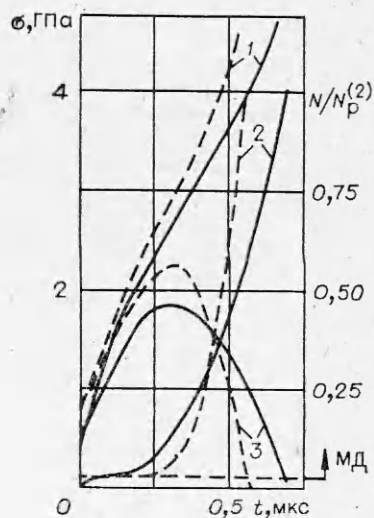


Рис. 9.

поврежденности на границе МД/СМД объясняется более устойчивым поведением микродефектов, для роста которых необходимо превышение барьерного отрицательного давления p_3 .

Данные рис. 9 позволяют сделать вывод о возможности пренебрежения докритической стадии процесса в случае оценки максимально достигаемого среднего напряжения в материале σ^* при данных условиях нагружения. Если же интерес представляет остаточная поврежденность материала, особенно при малых значениях N , учет докритической стадии разрушения обязателен.

6. Таким образом, предложенная модель откольного разрушения позволяет исследовать процесс откола при различных температурах. Для ряда металлов определены параметры модели, выявлена их температурная зависимость. Сделаны качественные и количественные оценки влияния температуры на откольную прочность, толщину откольной тарелочки, распределение поврежденности по сечению, характер кривых временной зависимости скорости тыльной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Rinhart. J. Appl. Phys., 1951. 22. 5, 555.
2. Б. М. Бучер, Л. М. Баркер, Д. Е. Мэнсон и др. РТК, 1964, 6, 3.
3. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, 42, 8, 1740.
4. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев, С. М. Мочалов и др. ФТТ, 1975, 17, 9, 2599.
5. А. М. Молодец, А. И. Дремин. ФГВ, 1983, 19, 1, 88.
6. Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, 166, 1, 67.
7. F. R. Tuler, B. M. Butcher. Int. J. Fract. Mech., 1968, 4, 4, 431.
8. B. Stevering, S. H. Lehnigk. J. Appl. Phys., 1970, 41, 5, 2096.
9. Б. А. Тарасов. ПМТФ, 1973, 6, 137.
10. В. С. Никифоровский, Е. И. Шемякин. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979.
11. А. Н. Дремин, А. М. Молодец. ПМТФ, 1980, 6, 85.
12. L. Seaman, D. R. Curran, D. A. Shockey. J. Appl. Phys., 1976, 47, 11, 4814.
13. И. Х. Ахмадеев. ПМТФ, 1983, 4, 158.
14. Г. И. Капель, Л. Г. Черных. ПМТФ, 1980, 6, 78.
15. В. В. Фомин, Э. М. Хакимов. Препринт ИТПМ СО АН СССР, № 1, Новосибирск, 1981.
16. А. И. Рузанов.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем. Горький, 1980.
17. J. N. Johnson. J. Appl. Phys., 1981, 52, 4, 2812.
18. Г. И. Канель, С. Г. Сугак, В. Е. Фортов. Пробл. прочности, 1983, 8, 40.
19. B. D. Coleman, M. E. Gurtin. J. Chem. Phys., 1967, 47, 2, 597.
20. L. Davison, A. L. Stevens, M. E. Kipp. J. Mech. Phys. Solids, 1977, 25, 1, 11.
21. J. M. Kelly, P. P. Gillis. F. Franklin Inst., 1974, 297, 1, 59.
22. А. И. Глушко. Изв. АН СССР. Мех. тв. тела, 1978, 5, 132.
23. С. Мураками. Тр. Амер. общ. инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов. 1983, 105, 2, 28.
24. А. А. Ильюшин. Механика сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1978.
25. J. R. Rice. J. Mech. Phys. Solids, 1971, 19, 433.
26. Д. Коларов, А. Балтов, Н. Бончева. Механика пластических сред. М.: Мир, 1979.
27. В. К. Новацкий. Волновые задачи теории пластичности. М.: Мир, 1978.
28. В. А. Степанов.— В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
29. В. Н. Аптуков. О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами. Препринт. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1982.
30. Г. В. Степанов. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1978.
31. В. Н. Аптуков, П. К. Николаев. Численное моделирование и оптимизация процессов импульсного деформирования твердых тел. Препринт. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1983.
32. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев.— В кн.: III Всес. симп. по импульсным давлениям. М., 1979.
33. В. Н. Аптуков, П. К. Николаев.— В кн.: Первый Всес. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. 1, ч. 2. Черноголовка, 1984.
34. В. Н. Аптуков.— В кн.: Структурно-механическое исследование композиционных материалов и конструкций. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1984.
35. В. И. Бетехтин, В. И. Владимиров.— В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
36. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1982, 265, 6, 1385.

37. В. М. Финкель. Физические основы торможения разрушением. М.: Металлургия, 1977.
38. Н. Н. Белов, А. И. Корнеев, А. П. Николаев. Деп. ВИНТИ, № 3319—84 Деп.
39. А. Г. Иванов, О. А. Клецевников, В. И. Цыпкин и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 82.
40. Г. И. Канель, Э. Н. Петрова.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1981.
41. Л. П. Орленко. Поведение материалов при интенсивных динамических нагрузках. М.: Машиностроение, 1964.
42. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
43. В. К. Голубев, С. А. Новиков, Ю. С. Соболев и др. Физико-химическая механика материалов, 1984, 2, 112.
44. В. К. Голубев, С. А. Новиков, В. А. Синицын и др. ПМТФ, 1980, 4, 136.
45. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. ФГВ, 1983, 19, 5, 154.
46. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, В. Е. Фортков. Докл. АН СССР, 1984, 275, 2, 369.

ДЕТОНАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КОМПОНЕНТОВ МОТОРНЫХ ТОПЛИВ С ДОБАВКАМИ МЕТАНОЛА И ФОРМАЛЬДЕГИДА

Ю. А. Борисов, Ю. В. Клепов, В. Н. Простов
(Москва)

Самовоспламенение углеводородовоздушной смеси перед фронтом пламени при ее сжигании в искровом двигателе внутреннего сгорания является причиной возникновения «детонации» («стука»), препятствующей увеличению степени сжатия и улучшению мощностных и экономических показателей двигателя [1]. Одним из путей увеличения антидетонационной стойкости топлива, т. е. его способности сгорать без самовоспламенения, является использование антидетонационных (АД) добавок. В настоящее время в ряде стран ведутся широкие исследования АД-свойств нефтяных топлив с добавками метанола (CH_3OH). Введение CH_3OH до 5% по объему топлива не требует существенных конструктивных переделок двигателя. Теплота сгорания метанола ниже, чем у бензина (22,7 кДж/г у CH_3OH и 48 кДж/г у бензина), однако температуры и давления, реализуемые в процессе сгорания при использовании бензинов и бензино-метанольных смесей, при одинаковых начальных условиях после сжатия практически идентичны [2].

Следует отметить, что при введении метанола до 5% по массе топлива длительность выгорания заряда, т. е. время нахождения несгоревшей смеси при повышенных температуре и давлении, меняется менее чем на 4%. Несмотря на это, детонационная стойкость топливной смеси с метанолом выше детонационной стойкости бензинов [3]. Поэтому в работах [4, 5] антидетонационный эффект добавок метанола приписывается его большей, чем у бензинов, теплоте парообразования (1,2 Дж/г у CH_3OH и 0,3 Дж/г у бензина при 273 К). При испарении топлива с CH_3OH в процессе сжатия температура ниже, чем в аналогичных условиях для бензино-воздушной смеси. Это понижение препятствует развитию предпламенных реакций, что и приводит, по мнению авторов [4, 5], к увеличению детонационной стойкости. Однако в работе [6] при добавлении CH_3OH в испаренном виде на установке быстрого сжатия зафиксировано, что метанол задерживает развитие предпламенных реакций в углеводородно-воздушной смеси. Вероятно, причина повышения детонационной стойкости такой смеси заключается не только в теплофизических характеристиках метанола, но и в особенностях его окисления. В [7, 8] показано, что окисление CH_3OH в отличие от углеводородов идет через формильный, а не через метильный радикал. Этим, в частности, объясняются отсутствие сажи и малое значение хемиионизационного тока в метаноловоздушных пламенах.

В данной работе исследовалось влияние добавок метанола и формальдегида на АД-стойкость изооктана (2, 2, 4-триметилпентана), изооктаногептановых смесей и бензола. Измерения проводились на моторной уста-