Список литературы

[1] Судзуки Т., Есинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. М.: Мир, 1989. 296 с.
[2] Pink E., Arsenault R.J. // Progr. Mater. Sci. 1979. V. 24. N 1. P. 1–50.
[3] Петухов Б.В. // ФММ. 1983. Т. 56. № 6. С. 1177–1185.
[4] Kataoka T., Uematsu T., Yamada T. // Jap. J. Appl. Phys. 1978. V. 17. N 2. P. 271–277.

Институт кристаллографии
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
20 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1   12 января 1991 г.

05.1

МИКРО-, МЕЗО- И МАКРОКИНЕТИКА САМОПОДОБНОГО РОСТА ТРЕЩИН

А.С. Баланкин, В.С. Иванова

Разрушение твердого тела относится к классу процессов, характеризующихся тем, что за макроскопическими эффектами стоит сложное поведение на микроскопическом уровне [1, 2]. Поэтому надежное прогнозирование стойкости реальных конструкций, работающих в сложных условиях эксплуатации, возможно лишь при ясном понимании природы и кинетики квантовых процессов в деформируемом теле, а центральной проблемой физики разрушения является вопрос о характере и механизмах взаимосвязи процессов различного масштаба [2–4].

Традиционно при анализе процессов, контролирующих кинетику разрушения, используют модели, учитывающие лишь парные межатомные связи в твердых телах [4, 5]. В этом случае уравнения макрокинетики разрушения могут быть получены усреднением атомных флуктуаций, аналогично выводу классических гидродинамических уравнений [6]. Учет дальнодействующих межатомных сил, ответственных за сдвиговую устойчивость твердого тела, кардинально меняет ситуацию. А именно, действие дальнодействующих сил приводит к степенной зависимости корреляционной флуктуации атомов [7]:

$$\langle n(a)n(a-r)\rangle \sim r^{-\alpha}, \qquad (1)$$

что характерно для фрактальных структур [8]. Показатель степени в (1) определяется фрактальной размерностью d_f волновых функций ψ_i атомов, образующих твердое тело, и размерностью d объемлющего пространства [8]:

$$\alpha = d - d_f. \tag{2}$$

Волновые функции ψ_i, удовлетворяющие уравнению Шредингера при наличии коротко- и дальнодействующего взаимодействия, характеризуются иерархией пространственных масштабов [9], которые, очевидно, и определяют масштабы структурных уровней деформации и разрушения твердых тел, исследованных авторами [3]. Стратегию для решения проблем, в которых участвуют много масштабов длин, дает подход, основанный на ренормгруппе [10].

Для определения d_f следует перейти с атомного на мезоскопический уровень рассмотрения, где показатель степени α можно выразить через коэффициент Пуассона ν, определяющий изменение объема при продольной деформации среды:

$$\alpha = (1-2). \tag{3}$$

Отсюда, используя (2) и учитывая, что d=3, получаем

$$d_f = 2(1+\nu). \tag{4}$$

Так как $0<\nu<0.5$, где нижняя граница является следствием принципа Ле-Шателье-Брауна и может нарушаться в области неравновесных фазовых переходов, то $2<d_f<3$, а фрактальная размерность термодинаического потенциала в конфигурационном пространстве

$$D_f = d_f - 2. \tag{5}$$

В приближении центрального взаимодействия ближайших соседей, согласно соотношениям Коши [11], ν =0.25, откуда получаем

$$\alpha=0.5, \quad d_f=2.5, \quad D_f=0.5, \tag{6}$$

что совпадает с результатами [8, 12], полученными в рамках теории протекания численными методами. Это подтверждает возможность использования соотношения (5) для учета влияния дальнодействующих корреляций на процессы перколяции в самых различных системах.

Вследствие существенного различия времен релаксации энергии и импульса атомов в кристаллической решетке, уже сравнительно малые напряжения, превышающие критическое значение $\sigma_{кр} \sim 1$ МПа [13], приводят к образованию в твердом теле локализованных сильно неравновесных областей, а его поведение становится сугубо нелинейным и определяется процессами самоорганизации структурных возбуждений микро-, мезо- и макроскопических масштабов. Параметром, определяющим кинетику диссипативных процессов в деформируемом теле, является отношение плотности энергии дисторсии (W_d) к плотности энергии дилатации (W_V) в объеме области возбуждения [4]. При $\frac{W_d}{W_V} < \varkappa = \frac{2\tau_c}{\sigma_c}(1+\nu)$, τ_c и σ_c - критические напряжения сдвига и микроотрыва, изменение формы компенсируется изменением объема. При достижении критического состояния $W_{dc}/W_{Vc} = \varkappa$ это условие нарушается и происходит неравновесный фазовый переход из кристаллической фазы в квазиаморфную с нарушением конфигурационного порядка, что обусловливает снижение сдвиговой жесткости и увеличение объема на величину $\delta V'$. В результате в области возбуждения происходит уменьшение локального значения коэффициента Пуассона до величины

$$\nu' = \frac{\nu - 0.5\delta}{1-\delta}, \tag{7}$$

где $\delta = \delta V'/\delta V$, $\delta V = (1-2\nu)\frac{\sigma}{E}$, E и σ - модуль Юнга и напряжения, вызванные действием внешних сил. Эффект уменьшения ν под действием возрастающих напряжений, превышающих $\sigma_{кр}$ наблюдался экспериментально [14]. Учитывая, что коэффициент Пуассона металлов в упругой области определяется структурным значением ν =0.25 и константой электрон-фононного взаимодействия λ [15], а в критическом состоянии, очевидно, ν'_0 =0, то при неизменном λ критическое значение ν равно

$$\nu^* = \frac{\lambda}{6-\lambda} = \frac{2(4\nu-1)}{7-3\nu}. \tag{8}$$

Следовательно, значение ν в упругой области определяет параметры критического состояния:

$$\delta^* = \frac{2(\nu-\nu^*)}{1-2\nu^*} = \frac{2(1+\nu)(2-3\nu)}{11-19\nu}, \tag{9}$$

$$d_f^* = \frac{10(1+\nu)}{7-3\nu}, \tag{10}$$

и контролирует, согласно (5)-(10), кинетику процессов на атомном уровне. В критическом состоянии атомы заполняют верхний энергетический уровень дискретного спектра [2, 13]. При этом вследствие неустойчивости критического состояния, критическая фаза спонтанно переходит либо в состояние гидродинамического течения, связанного с делокализацией части атомов, возбуждаемых в „зону подвижности" [13], либо в деструктивную фазу [4] путем самоорганизации на мезоскопическом уровне. Образование деструктивной фазы соответствует достижению в локальных областях мезоскопического масштаба критических значений δ^* и d_f^* и сопровождается образованием трещины, способной к самоподобному росту, приводящему к макроразрушению твердого тела.

Таким образом, единственным критерием подобия, контролирующим самоподобный рост трещин при автомодельном режиме разрушения, является коэффициент Пуассона в упругой области, а фрактальная размерность D_f образуемой зоны разрешуния периодически изменяется в пределах

$$d_f^* - 2 \leq D_f \leq 2.85 = d_f^{max},$$

где d_f^{max} соответствует предельному для твердых тел значению ν^{max} =0.475 [14], характерному для свдиговонеустойчивых фаз [15], образующихся в устье растущей трещины. Этот вывод хорошо согласуется с результатами фактографических исследований [4].

Рассмотренный подход позволяет количественно учесть влияние опасных дефектов на прочность крупногабаритных объектов. Зависимости модуля Юнга E и предела прочности $\sigma_{пр}$ от отношения характерных линейных размеров дефекта (L_g) и образца (L_0) имеет вид

$$E = E_0\left(1 - \frac{k}{\delta^*}\right)^{d_f},$$

$$\sigma_{пр} = \sigma_{пр}^0 (1-k) \sqrt{1 - \frac{k}{\delta^*}}, \qquad (11)$$

$$k = (L_g/L_0)^{D_f}.$$

Соотношения (11) находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Список литературы

[1] Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 520 с.

[2] Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т. Кинетическая теория кумулятивного бронепробивания. М.: МО СССР, 1989. 271 с.

[3] Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. М.: Наука, 1985. 230 с.

[4] Иванова В.С., Шанявский А.А. Количественная фрактография. Челябинск. Металлургия, 1988. 400 с.

[5] Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.

[6] К л и м о н т о в и ч Ю.Л. Статистическая физика. М.: Наука, 1982. 608 с.
[7] Л и ф ш и ц Е.М., П и т а е в с к и й Л.П. Статистическая физика, Ч. 2. М.: Наука, 1978. 448 с.
[8] С о к о л о в И.М. // УФН. 1950. Т. 150. № 2. С. 221-255.
[9] М а л ь ш у к о в А.Г. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 46. В 2. С. 65-67.
[10] М а Ш. Современная теория критических явлений. М.: Мир, 1980. 298 с.
[11] Л е й б ф р и д Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М.: Мир, 1963. 312 с.
[12] О л е м с к о й А.И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3384-3394.
[13] Б а л а н к и н А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 22. С. 15-20.
[14] К у з ь м е н к о В.А. Новые схемы деформирования твердых тел. Киев: Наукова думка, 1973. 199 с.
[15] Б а л а н к и н А.С. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 4. С. 339-347; № 5. С. 498.

Поступило в Редакцию
16 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 02

К ТЕОРИИ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ С БЫСТРЫМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

В.И. М а т в е е в

В последнее время выполнено много работ по исследованиям многократной ионизации сложных атомов при столкновениях с быстрыми многозарядными ионами (см., например, [1] и имеющиеся там ссылки). Обычно использовались ионы большого заряда $v \gg 1$, движущиеся со скоростью $v \gg 1$, причем $Z/v \gtrsim 1$ (атомные единицы). При расчетах таких процессов многоэлектронную ионизацию сложного атома следует объяснять на основе так называемого прямого возбуждения атома сильным полем многозарядного иона [2]. Феноменологически это соответствует обычно используемой в таких случаях модели независимых электронов [3, 4]. Механизму прямого возбуждения соответствует и подход [5], согласно которому возбуждение сложного атома при столкновении с быстрым многозарядным ионом происходит в результате внезапной пе-