

01;05.1;05.2

©1995

ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ РАЗРУШЕНИИ ПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ТОКОМ

И.Л.Максимов, Ю.В.Свирина

Диссипативные процессы, возникающие в твердотельных системах под влиянием внешних воздействий (механические нагрузки, нестационарные электромагнитные поля, транспортный ток и т. д.), способны существенно изменить как характеристики равновесного состояния системы, так и динамику перехода к равновесию. В частности, локальные разогревы вследствие диссипативных процессов различной природы (пластическая деформация материала, джоулево тепловыделение, процессы внутреннего трения или вязкости и др.) могут оказать заметное влияние на динамику разрушения материала. Это связано с тем, что процессы зарождения и распространения дислокаций являются существенно термоактивируемыми [1]. Исследование влияния локальной диссипации, обусловленной только лишь пластической деформацией в привершинной зоне трещины, на динамику разрушения, проведенное в [2], показало, что пластическая диссипация может привести к качественно новым эффектам (в частности, возникновению термомеханической неустойчивости разрушения).

Дополнительные локальные разогревы могут также возникать в проводниках с током за счет джоулева тепловыделения. Известно, что при протекании тока в образце, со-

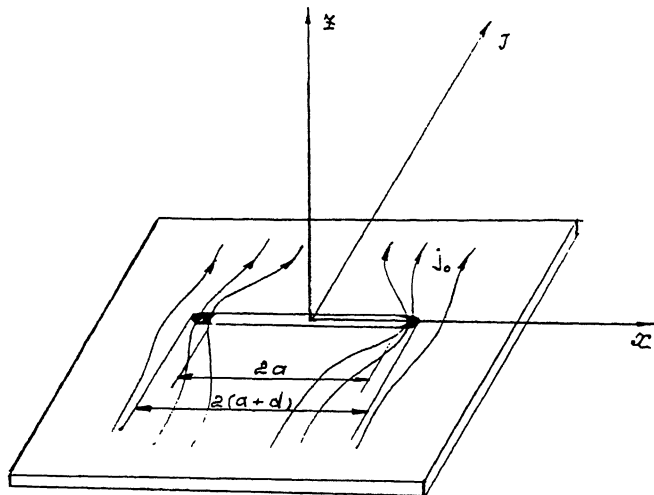


Рис. 1. Геометрия задачи.

держателем макроскопические дефекты (трещины, макрополости и др.), имеет место локальное возрастание плотности тока (и соответственно диссипации энергии) вблизи краев дефекта. Возникающая неоднородность распределения температуры сначала стимулирует разрыв межатомных связей вблизи вершины трещины и в конечном итоге приводит к локальному изменению соответствующих механических параметров материала (порог пластичности, модуль упругости и др.).

В настоящей работе проведено исследование совместного воздействия пластической и джоулевой диссипации на устойчивость разрушения проводящих материалов с током. Обнаружена новая — диссипативная — неустойчивость разрушения, обусловленная взаимным влиянием джоулевой и пластической диссипации. Физический механизм, а также условия ее возникновения, будут продемонстрированы здесь на примере следующей простой модели.

Рассмотрим тонкую пластину, содержащую трещину размера $2a$, находящуюся в однородном поле растягивающего напряжения p . В пластине течет ток с плотностью j_0 . Как известно, в привершинной области трещины существует зона пластической деформации размера 0 (рис. 1), поглощающая часть упругой энергии, выделяемой при раскрытии трещины, и тем самым стабилизирующая ее рост [3]. Между тем пластическая деформация материала, выражающаяся в необратимом перераспределении дислокаций в пластической зоне, сопровождается выделением тепла, ко-

торое приводит к разогреву привершинной зоны. Поскольку порог пластичности δ_s , определяющий величину энергетического барьера для дислокации, сильно зависит от температуры [4] (как правило, является падающей функцией температуры), дополнительный разогрев привершинной зоны за счет джоулева тепловыделения способствует увеличению скорости пластической деформации, а соответственно и диссипируемой энергии. Ввиду того, что тепловой отклик джоулева тепловыделения, как правило, положителен: $dQ_j/dT > 0$, возрастание температуры в привершинной зоне вследствие пластической деформации способствует увеличению мощности джоулевой диссипации. Таким образом, взаимное влияние этих двух диссипативных механизмов может привести к неуправляемому росту температуры в привершинной зоне, что, по существу, свидетельствует о возможности возникновения новой — диссипативной — неустойчивости разрушения. Анализ условий возникновения этой неустойчивости посвящена настоящая работа.

При протекании тока в образце, подверженном механическому нагружению, диссипативные явления сопутствуют процессам, происходящим в механической подсистеме. Наиболее существенным образом влияние тока на устойчивость механически нагруженного материала скажется, очевидно, вблизи порога разрушения. Поэтому вначале опишем критерий разрушения материала в отсутствие тока.

Выделяемая в процессе разрушения упругая энергия $du = \tilde{\lambda} p^2 a \delta a h / E$ идет на образование новых берегов трещины $2\gamma \delta a$ (γ — поверхностная энергия, h — поперечный размер пленки, E — модуль Юнга) и на работу пластической деформации $G_0 \delta a$, которая затем переходит в тепло. Здесь и в дальнейшем мы полагаем, что рост трещины происходит автомодельным образом, т. е. так, что размер пластической зоны d пропорционален размеру трещины a [5]:

$$d = a \kappa(p).$$

В случае, когда скорость освобождения энергии упругой деформации превосходит прирост поверхностной энергии и пластической работы, трещина станет распространяться. С учетом вышесказанного условие устойчивости запишется в виде

$$\frac{\tilde{\lambda} p^2}{E} a + F > 2\gamma + G_0 a, \quad (1)$$

где F — внешние силы, стимулирующие рост трещины.

Из (1) видно, что устойчивыми будут трещины размерами $a > a_0$, где

$$a_0 = \frac{F - 2\gamma(T)}{Q(T)}, \quad (2)$$

здесь

$$Q = G_0(T) - \frac{\tilde{\lambda} p^2}{E}, \quad (3)$$

При протекании тока в образце джоулева диссипация $\Phi \rho j_0^2 a^2 = \dot{Q}_j$ ($\Phi(p)$ — функция напряжения, вычисленная, например, в [6]; $\rho(T)$ — удельное сопротивление материала) будет сосредоточена в основном в привершинной области [6]. Здесь же, как известно, локализована и пластическая деформация. Очевидно, что взаимное влияние двух диссипативных механизмов различной природы с максимальной эффективностью реализуется именно вблизи краев трещины и, как будет показано ниже, приводит к возникновению неустойчивости нового типа.

Уравнение теплового баланса, описывающее эволюцию диссипативных процессов в привершинной зоне, имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(p) C_v a^2 \dot{T} = G_0 a \dot{a} + \Phi(p) \rho j_0^2 a^2 - \\ - W_1 a (T - T_0) - w_2 a^2 (T - T_0). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь учтены процессы теплоотвода из пластической зоны в зону упругой деформации $w_1 a (T - T_0)$ и тепловой поток в поперечном по отношению к пластине направлении (вдоль оси z) $W_2 a^2 (T - T_0)$, T описывает среднюю температуру пластической зоны, $\varphi(p) a^2$ — площадь пластической зоны [2]. В квазистационарном случае ($\dot{T}, \dot{a} \rightarrow 0$) (4) переходит в

$$\Phi(p) \rho(T) j_0^2 a = (W_2 a + W_1) (T - T_0), \quad (5)$$

представляющее собой уравнение для определения равновесной температуры. Уравнение (5), вообще говоря, имеет семейство решений для точек равновесия \bar{T} для материалов со сложной температурной зависимостью сопротивления $\rho(T)$ (например, сверхпроводники, системы с фазовым переходом металл-полупроводники, см. рис. 2). Однако здесь мы уделим основное внимание ситуации, когда имеется единственное решение уравнения (5), что является типичным для нормальных металлов в области низких температур или полупроводников вдали от температуры перехода в металлическую фазу.

Как следует из (5), в том случае, когда температурный отклик тепловыделения $d\dot{Q}_j/dT$ превышает отклик теплоотвода из пластической зоны, положение равновесия (a_0, \bar{T}) становится неустойчивым, что может привести к неуправляемому росту температуры в привершинной зоне. Если характеристики материала таковы, что с ростом температуры

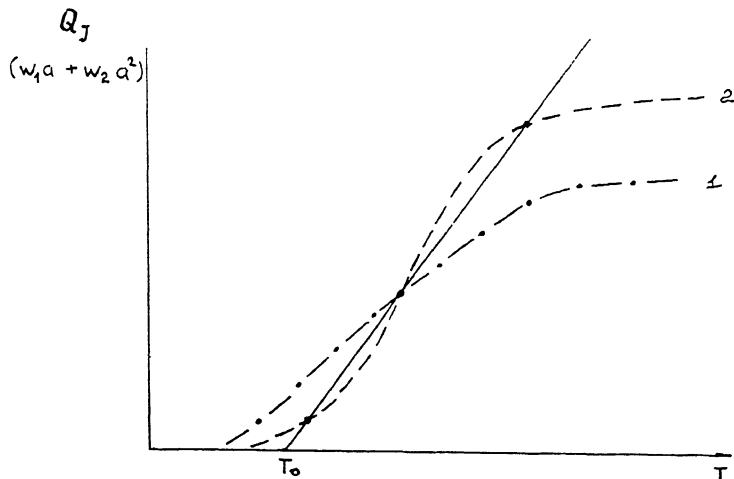


Рис. 2. Точки равновесия (кривая 1 соответствует ситуации, когда имеется одно положение равновесия, для кривой 2 реализуется три положения равновесия).

облегчается разрыв межмолекулярных связей (что математически выражается неравенством $d\gamma/dI < 0$ [7]), неустойчивость будет проявляться в совместном росте температуры и размера трещины. В противоположном случае разогрев приведет к упрочнению материала.

Определим пороговый размер трещины, для которой реализуется условие неустойчивости. Варьируя (5), с учетом температурной зависимости $a_0(T)$ (см. (2)) находим, что неустойчивость реализуется при условии

$$G_1 a_0^2 + G_2 a_0 + G_3 < 0, \quad (6)$$

где

$$G_1 = Q W_2 \left(W_2 - \Phi j_0^2 \frac{d\rho}{dT} \right),$$

$$G_2 = W_1 \left(\Phi j_0^2 \left(\rho \frac{dQ}{dT} - Q \frac{d\rho}{dT} \right) + 2Q W_2 \right),$$

$$G_3 = W_1 \left(2 \frac{d\gamma}{dT} \Phi j_0^2 \rho_0 + W_1 Q \right).$$

Из уравнения $G_1 a_0^2 + G_2 a_0 + G_3 = 0$ определяем значение порога неустойчивости

$$a_{\pm}^* = \frac{G_2 \pm \sqrt{G_2^2 - 4G_1 G_3}}{2G_1} \quad (7)$$

Найденный таким образом размер a^* является порогом диссипативной неустойчивости разрушения.

Линейный анализ системы эволюционных уравнений, включающей уравнение движения трещины и уравнение теплопроводности, показывает, что диссипативная неустойчивость разрушения реализуется для трещин размера $a_Q > a_+^*$. При этом реализуется "мягкий" режим возбуждения в системе, характеризующийся малым инкрементом нарастания: $\lambda \sim (a_0 - a_+^*)$ малых возмущений размера трещины δa и температуры δT : $\delta a \cdot \delta T \sim \exp(\lambda(a_0 t))$. Диссипативная неустойчивость возникает при плотности тока $j_0 = j'$ (рис. 2), где

$$j' = \frac{\left(\frac{dQ}{dT}\right) W_1 + \left(-2\frac{d\gamma}{dT}\right) W_2}{\left(-2\frac{d\gamma}{dT}\right) \Phi \frac{d\rho}{dT}}. \quad (8)$$

Экспериментально диссипативную неустойчивость можно наблюдать в материалах, характеризующихся низкой теплопроводностью и достаточно высоким сопротивлением, таких, например, как керамические сверхпроводники (при $T \sim 100$ К, $\kappa \simeq 1$ Вт/(см·К), $\rho_0 \simeq 10^{-6}$ Ом·м) при плотности тока $j_0 \simeq 10^7$ А/М². Оценка a_+^* из (8) при $j_0 = j'$: $a_+^* = \bar{a} \sim 10^{-b} + 10^{-4}$ М позволяет заключить, что "мягкая" неустойчивость будет наблюдаться для трещин размера $a_0 \simeq \bar{a}$.

Работа поддержана Госкомвузом Российской Федерации (грант № 242-539), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-02-16876), а также Международным Научным фондом (грант R8J000).

Список литературы

- [1] *Владимиров В.И.* // Физическая теория пластичности и прочности. Л.: Изд. ЛПИ, 1975.
- [2] *Maksimov I.L.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 6. P. 42-45.
- [3] *Черепанов Г.П.* // Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974.
- [4] *Судзуки Т., Иши Г.* // Физика прочности и пластичности. М.: Металлургия, 1972.
- [5] *Dugdale D.S.* // J. Mech. Phys. Sol. 1960. V. 8. N 3. P. 100-110.
- [6] *Maksimov I.L., Svirina J.V.* // Mater. Sci. and Eng. 1994. A 176. P. 321-328.
- [7] *Максимов И.Л.* ДАН СССР. 1990. Т. 313. С. 1395-1402.

Нижегородский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
23 октября 1994 г.
В окончательной редакции
16 декабря 1994 г.