

01; 05.1

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГИСТРАЛЬНОЙ ТРЕЩИНЫ В ПЛАСТИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Е.И. Д р у и н с к и й

1. В пластичных материалах, как известно [1], пластическая зона, сопровождающая распространяющуюся магистральную трещину, является источником неоднородного нагрева таких тел. Данное обстоятельство обуславливает ускорение разрушения в этих материалах при условиях, когда реализуется активационный механизм распространения трещины. Действительно, если $U \sim \exp(-\frac{E}{T})$, где U - скорость движения трещины, T - температура, а E - энергия активации, то $\frac{dU}{dT} > 0$.

Иными словами, экзотермичность разрушения пластичных материалов в сочетании с его активационным характером создают условия для возникновения положительной обратной связи, когда достаточно малые начальные перегревы на фронте трещины (ФТ) могут стать причиной тепловых неустойчивостей, приводящих к существенному увеличению скорости разрушения. Ниже мы используем подход [2], развитый применительно к исследованию термической устойчивости аморфных веществ по отношению к их кристаллизации.

2. Для количественного рассмотрения данного вопроса будем считать, что "собственная" кинетика, определяемая конкретным механизмом ее движения, задана и описывается аррениусовской зависимостью [3] $U = U_0 \cdot \exp[-\frac{E_0 - \gamma \sigma}{T_{\varphi}}]$, где кинетические параметры U_0 , E_0 и γ могут быть определены из экспериментов по долговечности материалов [4]; T_{φ} - температура ФТ, а σ - приложенное напряжение.

Перейдем к учету теплоотвода. Как известно [5], распространение трещины может сопровождаться изменением размера пластической зоны. Ниже мы предполагаем ее рост. Пренебрегая временной производной в уравнении теплопроводности, найдем его квазистационарное решение. Подставляя в (1) [1] для скорости пластической работы сумму выражений (7) и (8) [1] и вычисляя возникающие при этом интегралы, найдем для перегрева в системе покоя ФТ $\theta_{\varphi} = T_{\varphi} - T_0$, где T_0 - температура окружающей среды, следующее выражение:

$$\theta_{\varphi} = T_Q m^{1/2}, \quad (1)$$

где $T_Q = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 - \gamma^2) \sigma^2 (E \rho c)^{-1}$, а остальные обозначения соответствуют обозначениям [1].

3. Соотношение (1) совместно с кинетической зависимостью представляют основу для анализа тепловой неустойчивости. В безразмерных переменных $\omega \equiv \frac{U}{U_0}$ и $\tau \equiv \frac{T_{\Phi}}{\tilde{\epsilon}_0}$, где $\tilde{\epsilon}_0 \equiv \epsilon_0 \gamma^b$ кинетическое уравнение приобретает вид:

$$\omega = \exp\left(-\frac{1}{\tau}\right), \quad (2)$$

а выражение (1) после его обращения в этих же переменных записывается следующим образом:

$$\omega = A(\tau - \tau_0)^2 \tau_Q^{-2}, \quad (3)$$

где $A \equiv \nu U_0^{-1}$, параметр $\nu \equiv 2\alpha^2 \omega^{-1}$ характеризует скорость теплоотвода от ФТ, а $\tau_i \equiv T_i \tilde{\epsilon}_0^{-1}$ ($i = 0, Q$). Уравнение (3) при различных значениях ν может быть рассмотрено как уравнение для скорости теплоотвода от ФТ и задает на плоскости (ω, τ) семейство парабол, которые при ухудшении теплоотвода (с ростом ω) все сильнее отклоняются от изотермы $\tau = \tau_0$. Совместное решение системы уравнений (2), (3) определяет самосогласованную "перенормированную" зависимость скорости роста трещины $\tilde{\omega}(\tau_0; \tau_Q; A)$, которая находится из уравнения

$$-\tau_0(\tilde{\omega}) = (\ln \tilde{\omega})^{-1} + \tau_Q \left(\frac{\tilde{\omega}}{A}\right)^{1/2}. \quad (4)$$

Как следует из (4), зависимость $\tilde{\omega}(\tau_0, \nu)$ обладает той особенностью, что в некоторой области значений параметров она имеет неоднозначный характер. Критические значения ее, которые находятся из условия $\frac{d\tau_0}{d\tilde{\omega}} = 0$, определяются решениями квадратного уравнения $2\tau^2 - \tau + \tau_0 = 0$,

$$\tau_{\pm} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 8\tau_0}}{4}. \quad (5)$$

Значения τ_{\pm} , в которых появляются и исчезают новые ветви кривой $\tilde{\omega}$, определяют границы области существования взрывных режимов разрушения. Рис. 1 изображает график схематической зависимости $\tilde{\omega}(\omega)$ для взрывных режимов разрушения (при $\tau_0 \leq \frac{1}{8}$) при фиксированных τ_0 и τ_Q . ω_{\pm} критические значения ω , достижение которых приводит к тепловому взрыву:

$$\omega_{\pm} = \frac{\nu}{8\tau_Q^2 U_0} (1 - 4\tau_0 \pm \sqrt{1 - 8\tau_0})^2 \exp(\tau_{\pm}^{-1}). \quad (6)$$

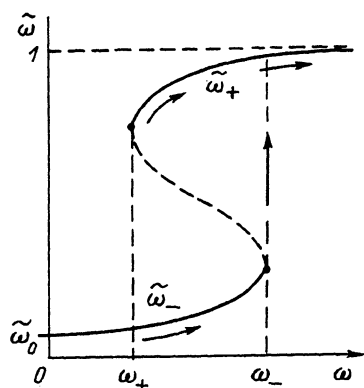


Рис. 1.

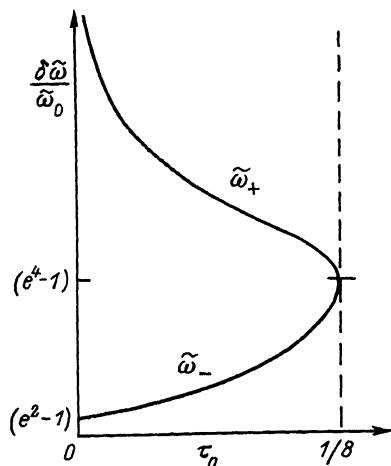


Рис. 2.

$\tilde{\omega}_0 \approx \exp(\tau_0^{-1})$ — изотермическое значение скорости; пунктирная ветвь кривой $\tilde{\omega}(\omega)$ неустойчива. Укажем пределы применимости выражения (6). Если значение $\omega = \omega_-(\tau_0)$ оказывается справедливым при произвольных T_Q , то критерий справедливости формулы (6) для $\omega = \omega_+(\tau_0)$ при $\tau_0 \ll 1$ иной: $T_Q \gg \tilde{E}_0$. Соответствующая ему область значений напряжений есть $\frac{E_0 - T_Q}{\gamma} \leq \sigma \leq \frac{E_0}{\gamma}$. Для металлов (Zn, Al) указанная область при комнатных температурах является узким интервалом значений вблизи $\sigma_c = \frac{E_0}{\gamma}$ (для монокристаллического Zn $\sigma_c = 30$ МПа; для Al $\sigma_c = 90$ МПа [4]).

Выпишем относительную перенормировку $\tilde{\omega}$ за счет конечной скорости теплоотвода:

$$\left. \frac{\delta \tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right|_{\tau = \tau_{\pm}} \equiv \frac{\tilde{\omega}(\tau_{\pm}) - \tilde{\omega}(\tau_0)}{\tilde{\omega}(\tau_0)} = \exp\left(\frac{1 \pm \sqrt{1 - 8\tau_0}}{2\tau_0}\right) - 1. \quad (7)$$

На рис. 2 изображен график схематической зависимости (7) от температуры τ_0 для верхней ($\tilde{\omega}_+$) и нижней ($\tilde{\omega}_-$) ветвей (см. рис. 1), откуда следует, что скорость в критических точках возрастает на порядки (для $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_-$), а для ветви $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_+$ перенормировки могут быть сколь угодно велики.

Итак, мы показали, что учет экзотермичности разрушения пластичных материалов приводит к выводу о его бистабильном характере, который проявляется в возможной реализации при одних и тех же значениях $\omega \in [\omega_+, \omega_-]$ двух режимов движения магистральной трещины — медленного ($\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_-$) и быстрого ($\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_+$). Существуют две области температур, в каждой из которых характер разрушения

качественно отличен от другой: если в области „низких” температур $\tau_0 \leq \frac{1}{8}$ перегревы на фронте трещины достигают критических значений, что приводит к тепловым взрывам, то в области $\tau_0 > \frac{1}{8}$ разрушение происходит „невзрывным” образом.

Установленные закономерности разрушения пластичных материалов могут быть использованы для анализа хорошо известных экспериментов по долговечности [4], интерпретации явления лазерного разрушения прозрачных тел [6] и объяснения возникновения при разрушении взрывных режимов распространения криохимических реакций в реакционноспособных стеклах [7]. В заключение укажем также, что в основе одной из трех активно обсуждаемых в последнее время моделей глубоких землетрясений [8] могут быть использованы развитые представления об изменении условий теплоотвода от плоскости скольжения контактирующих под действием сдвиговых напряжений пород и возникновения критических условий типа (5), приводящих к взрывообразному увеличению температуры и скорости скольжения, что может быть одной из возможных причин извержений вулканов и землетрясений.

Автор выражает сердечную благодарность В.А. Шкловскому за внимание к работе, ценные замечания и обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Р а й с Дж.Р., Л е в и Н. В кн.: Физика прочности и пластичности. М.: Металлургия. 1972. С. 241–258.
- [2] Ш к л о в с к и й В.А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 2. С. 536–547.
- [3] Е к о б о р и Т. Научные основы прочности и разрушения материалов. К.: Наукова Думка. 1978. 352 С.
- [4] Р е г е л ь В.Р., С л у ц к е р А.И., Т о м а ш е в - с к и й Э.И. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука. 1974. 560 С.
- [5] В л а д и м и р о в В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия. 1984. 280 С.
- [6] М а н е н к о в А.А., П р о х о р о в А.М. // УФН. 1986. Т. 148. В. 1. С. 179–211.
- [7] Б е н д е р с к и й В.А., М и с о ч к о Е.Я., О в ч и н - н и к о в А.А., Ф и л и п п о в П.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 5. С. 429–432.
- [8] F r o h l i c h С. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. N B 13. P. 13777–13888.

Харьковский
физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
26 июля 1989 г.