

01;05.1

©1995

О ПРИРОДЕ ВЯЗКО-ХРУПКОГО ПЕРЕХОДА

Л.Б.Зуев, Ю.Л.Зуев

Проблема вязко-хрупкого перехода (хладноломкость) металлов и сплавов является одной из наиболее старых и в то же время далеких от разрешения. Несмотря на то что металлургические аспекты ее изучены достаточно давно и подробно [1,2], физическая сторона вопроса проработана не до конца. Использование в качестве отправной точки классической модели Иоффе-Давиденкова [3] привело к развитию ряда направлений, связанных с учетом роли макротрещин [4], использованием линейной механики разрушения [5], анализом поведения ансамблей микродефектов [6], учетом масштабного фактора [7]. Общим для всех существующих подходов является представление о том, что уже начиная со стадии зарождения хрупкое и вязкое разрушение различаются принципиально.

В настоящей работе формулируется модель, согласно которой начальная стадия разрушения является единой для обоих вариантов разрушения, а различие в характере процессов возникает позднее и определяется внешними факторами, среди которых главную роль играет температура.

Положим, что в нагруженном теле имеется концентратор напряжений — трещина, которая в дальнейшем будет развиваться либо хрупко, без заметной пластической деформации, либо вязко, с рождением дислокаций и полос скольжения [8,9]. Известно, что процесс разрушения представляет собой объединение микротрещин, возникающих на продолжении магистральной [6,9,10]. Они могут формироваться диффузионным путем за счет конденсации избыточных вакансий, порождаемых вершиной магистральной трещины [10], и образования плоских дисков, огранных плоскостями с малой плотностью поверхностной энергии. Такой диск при радиусе больше критического может захлопнуться с образованием призматической дислокационной петли [8]. Оценка критического размера s может быть сделана с помощью соотношения

$$2\pi s^2 \gamma \approx 2\pi c^8 G b^2, \quad (1)$$

где слева стоит поверхностная энергия плоского вакансионного диска, а справа энергия призматической дислокационной петли с вектором Бюргерса b ; G — модуль сдвига,

Кристалл	$G, 10^5$ МПа	$\gamma, \text{Дж/м}^2$	c/b
Mg	3.08	2.33	13
LiF	1.08	0.78	19.5
NaCl	0.345	0.345	20
Si	1.75	1.27	26
W	3.89	3.32	26
α -Fe	2.22	1.71	26
Cu	1.31	0.82	41
Zn	1.09	0.85	29.5
Cd	0.81	0.73	29

γ — плотность поверхностной энергии деформируемой среды. Используя данные о величинах b , γ и G из работы [10], можно оценить критический размер плоского вакансионного скопления $c^* \approx Gb^2/\gamma$, после достижения которого оно преобразуется в дислокационную петлю. Эти величины приведены в таблице.

Возможны два варианта эволюции плоского вакансионного диска в зоне макроконцентратора. При $c < c^*$ плоское скопление эквивалентно зародышевой микротрещине. В поле напряжений, созданном исходной микротрещиной, микроскопическая начинает расти и объединяется с магистральной. При $c > c^*$ плоское скопление захлопывается, а появляющаяся при этом в упругом поле микротрещины призматическая петля служит дислокационным источником [8], работа которого вызывает появление хорошо известной [4,9] картины следов скольжения вблизи конца трещины. Таким образом, микроскопические очаги хрупкого разрушения и дислокационные источники имеют одну и ту же природу. Характер разрушения же зависит от того, успеет плоский вакансионный диск в теле под нагрузкой перейти в распространяющуюся трещину до достижения критического размера c^* или, превзойдя последний, станет источником пластической деформации.

Имея в виду малый размер дискообразного дефекта $C \approx c^*$, его развитие можно полагать [6] термически активированным процессом, что позволяет для оценки времени равновесия тела с такой трещиной под нагрузкой использовать формулу Журкова [12]:

$$t = t_0 \exp \frac{U - V\sigma}{kT} \quad (2)$$

Здесь t_0 — временной множитель; U — потенциальный барьер для разрыва связей в материале; V — активационный

объем, учитывающий наличие дефектов структуры и концентрацию напряжений на них [12]; kT — имеет обычный смысл. Снижение потенциального барьера для развития разрушения есть [11] $V\sigma = \sigma V_0\sigma$, где V_0 — атомный активационный объем, κ — коэффициент концентрации напряжений. В соответствии с [11] κ учитывает концентрацию напряжений в вершине трещины и за счет уменьшения живого сечения тела, т. е.

$$\kappa = \kappa_0(1 + c/a)(1 + c/L), \quad (3)$$

где a — параметр решетки, L — макроскопический размер тела, κ_0 — константа, учитывающая изменение сил связи вблизи вершины трещины. В случае микротрещины $a \ll c \ll L$ и, следовательно,

$$\kappa \approx \kappa_0 c/a. \quad (4)$$

Таким образом, с учетом (4) для (2) получается

$$t = t_0 \exp \frac{U - \beta c}{kT}, \quad (5)$$

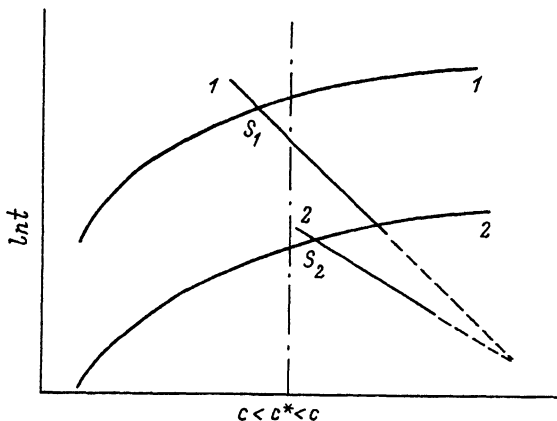
где $\beta = \kappa V_0 \sigma / a$. Схематически эта зависимость для двух температур $T_1 < T_2$ приведена на рисунке в координатах $\ln t - c$ при $\sigma = \text{const}$.

С другой стороны, диффузионная кинетика роста вакансионных скоплений подчиняется [10,13] закону (D — коэффициент диффузии)

$$c \approx (DT)^{1/2}, \quad (6)$$

что также показано на рисунке. Характер процесса разрушения определяется положением точки пересечения соответствующих прямой и кривой S относительно значения c^* . Очевидно, пересечение в точке S_1 , имеющей абсциссу $c < c^*$, отвечает случаю роста микротрещины и крупному характеру разрушения. Напротив, пересечению в S_2 соответствует $c > c^*$, и должно реализоваться вязкое разрушение с рождением скользящих дислокаций из призматических петель. Из рисунка следует, что при более высокой T_2 пересечение происходит в правой части приведенной схемы, а при более низкой T_1 — в левой, т. е. температурная зависимость описывается достаточно правильно.

Легко убедиться в правильности учета роли плотности поверхностной энергии в предложенной схеме. При уменьшении γ в соответствии с (1) величина c^* смещается вправо, что влечет за собой повышение порога хладноломкости. Интересен вопрос о влиянии скорости приложения нагрузки, которая, как известно [1,2], является охрупчивающим



К объяснению температурной зависимости типа разрушения: 1 — низкие температуры, 2 — высокие температуры.

фактором. Поскольку при росте темпа приложения нагрузки долговечность падает [12], прямые $\ln t - c$ на рисунке будут иметь больший наклон и пересекаться с кривыми $\ln t - c$ при меньших значениях c , что соответствует росту вероятности развития хрупкого варианта разрушения.

Таким образом, факторы, способствующие смещению точки пересечения S к малым значениям c , охрупчивают материал, а смещающие S вправо делают его вязким. Подчеркнем, что всюду речь идет о длине трещины, меньшей критической в смысле Гриффитса [4] $c^* < c_G \approx G\gamma/\sigma^2$, развитие которой начинается без временной задержки.

Рассмотрим некоторые численные оценки. Время до разрушения тела, содержащего микротрещину, может быть оценено по (5) с использованием данных из [11,12] для $\alpha - \text{Fe}$. Полагая $10^{-13} \leq t_0 \leq 10^{-12}$ с, $V_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-29}$ м³, $\kappa_0 \approx 20$, $c \approx 5 \cdot 10^{-9}$ м, $a = 3.16 \cdot 10^{-10}$ м, $\sigma = 150$ МПа, $T = 300$ К, с учетом (4) получаем $8 \leq t \leq 80$ с. Критическим для данной схемы остается вопрос о возможности диффузионного развития очагов разрушения или деформации за время t . Из (6) следует, что для этого необходим коэффициент диффузии $D \approx 2.5 \cdot 10^{-18}$ м²/с, что на много порядков выше характерного для миграции вакансий в $\alpha - \text{Fe}$ значения [14]. ($D \approx 1.5 \cdot 10^{-28}$ м²/с при энергии миграции ~ 1.2 эВ). Однако существуют, по крайней мере, три фактора, могущие оправдать необходимо высокое значение D . Известно, например [15], что в вершине развивающейся трещины температура повышается на несколько сотен градусов, по самым умеренным оценкам. Тогда уже при $T = 600$ К $D \approx 3.7 \cdot 10^{-18}$ м²/с.

Далее, диффузия в зоне предразрушения происходит в поле градиента напряжений, что существенно ускоряет диффузию [16]. наконец, в [17] показано, что в районе концентраторов напряжений возникает так называемое сильно возбужденное состояние и перемещение атомов реализуется не диффузионным, а более быстрым гидродинамическим способом. Таким образом, образование микротрещины длиной s за время t представляется вполне возможным и ордината точки S имеет конечное значение.

Дальнейшее развитие предложения модели предполагается в направлении более реалистического расчета долговечности, учитывающего режим приложения нагрузки $\sigma = \sigma(t)$, кинетику роста микротрещин в нагруженном материале, их число и форму.

Список литературы

- [1] Гудремон Э. Специальные стали. М.: Metallurgizdat, 1960. В 2-х т. 1638 с.
- [2] Schwalbe K.H. Bruchmechanik metallischer werkstoffe. Muenchen. Spring. Ferlag. 1980. 847 S.
- [3] Иоффе А.Ф. Избранные труды. Т. 1. Л.: Наука, 1974. С. 183-185.
- [4] Дроздовский Б.А., Фридман Я.Б. Влияние трещин на механические свойства конструкционных сталей. М.: Metallurgizdat, 1960. 260 с.
- [5] Красовский А.Я. Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наук. думка, 1980. 338 с.
- [6] Владимиров В.И., Орлов А.Н., Петров В.А. // Металлофизика. Вып. 43. Киев: Наук. думка, 1972. С. 83-86.
- [7] Чечулин Б.Б. Масштабный фактор и статистическая природа прочности металлов. М.: Metallurgizdat, 1963. 120 с.
- [8] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 645 с.
- [9] Финкель В.М., Зуев Л.Б., Филатов А.М. // Изв. АН СССР. Металлы. 1968. № 2. С. 171-175.
- [10] Линес Б.Я. Очерки по металлофизике. Харьков: Изд-во ХГУ, 1961. 315 с.
- [11] Гилман Дж. Дж. // Атомный механизм разрушения: Сб. статей / Под ред. М.А.Штремеля. М.: Металлургия, 1963. С. 220-250.
- [12] Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
- [13] Zener C. // J. of Appl. Phys. 1949. V. 20. N 10. P. 950-958.
- [14] Орлов А.Н., Трушин Ю.В. Энергии точечных дефектов в металлах. М.: Энергоатомиздат, 1983. 80 с.
- [15] Райс Дж. Р., Леви Н. // Физика прочности и пластичности: Сб. статей. / Под ред. Л.К. Гордиенко. М.: Металлургия, 1972. С. 241-259.
- [16] Маннинг Дж. Кинетика диффузии атомов в кристаллах. М.: Мир, 1971. 277 с.
- [17] Егорушкин В.Е., Панин В.Е., Хон Ю.А. // Изв. ВУЗов. Физика. 1987. № 1. С. 9-33.

Институт физики прочности
и материаловедения
СО РАН
Томск

Поступило в Редакцию
22 августа 1994 г.