

## О МОДЕЛИ ВЯЗКОХРУПКОГО ПЕРЕХОДА ПРИ РАЗРУШЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Л. Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск

Предложена модель вязкохрупкого перехода при разрушении металлов и сплавов, основанная на конкуренции процессов развития микротрещин и рождения дислокаций. В качестве дефектов того и другого типа рассматриваются микропоры, возникающие в области концентрации напряжений при коагуляции вакансий. Проведены количественные оценки кинетики развития микропоры и генерации ею микротрещин или дислокационных призматических петель. Рассмотрена температурная зависимость охрупчивания металлов и сплавов, а также влияние скорости нагружения и легирования на температуру охрупчивания.

Проблема вязкохрупкого перехода при низкотемпературном разрушении металлов и сплавов (хладноломкость) до настоящего времени далека от своего разрешения, несмотря на многолетние и достаточно подробные исследования [1–3]. Технические пути подавления этого опасного явления, позволяющие сместить порог хладноломкости к недостижимым в природе низким температурам, достаточно ясны [4], чего нельзя пока сказать о физике процесса охрупчивания. Его основная черта — кардинальное изменение характера разрушения при сравнительно малом изменении температуры испытания или эксплуатации. По существу, до настоящего времени наиболее содержательной и глубокой остается модель Иоффе — Давиденкова [2, 5], по которой причина охрупчивания при низких температурах определяется различием температурного хода предела прочности и предела текучести. Указанная модель в достаточной степени верно объясняет качественно основные закономерности явления, но малопригодна для его количественного описания и тем более прогнозирования свойств материалов. Однако именно на ней базируются различные теории хрупкого разрушения, дополнительно существенно усиленные использованием линейной механики разрушения [6], учетом масштабного фактора [7], анализом поведения ансамблей микродефектов разных типов [8] и т. д. Общим для всех подходов является тезис о том, что вязкое и хрупкое разрушение принципиально различны с момента своего зарождения. Это фактически связано с ядром модели Иоффе — Давиденкова, в которой в зависимости от температуры раньше реализуется либо хрупкое разрушение, либо пластическое течение, природа которых независима и не конкретизируется.

В настоящей работе развивается предложенная в [9] модель вязкохрупкого перехода, в которой начальная стадия процесса едина для обоих типов поведения материалов, а различие возникает на более поздних этапах и определяется такими факторами, как температура и режим приложения нагрузки. Основные положения развиваемой модели сводятся к следующему.

Пусть в нагруженном теле имеется концентратор напряжений, в качестве которого в данном контексте удобно рассматривать трещину. Как известно [1, 2, 10], реальные объекты обычно содержат трещины, которые в зависимости от сочетания множества факторов могут развиваться хрупким или вязким образом. В первом случае рост такой (магистральной) трещины связан с объединением микротрещин, возникающих на ее про-

должности [11–13], а во втором — с зарождением и развитием дислокационных потоков [14] или более грубых макроскопических полос скольжения [15] из ее устья. Далее очевидно, что устье трещины является источником вакансий, так что зона непосредственно перед ним оказывается пересыщенной этими дефектами. На определенном расстоянии от концентратора вакансии могут коагулировать, образуя плоские вакансионные диски, ограниченные плоскостями с минимальным значением плотности поверхностной энергии  $\gamma$ . Такие диски при достижении критического размера  $r_c$  захлопываются с образованием призматических дислокационных петель вакансионного типа [16], что многократно наблюдалось [17] в закаленных электронно-микроскопическим образом металлах. Имеются прямые подтверждения [18] возникновения призматических петель перед концентратором напряжений (двойником), упругое поле которого подобно полю трещины [19]. Оценка критического размера вакансионного диска  $r_c$  следует из равенства [16]

$$2\pi r_c^2 \gamma = 2\pi r_c G b^2.$$

Здесь левая часть выражения — поверхностная энергия плоского вакансионного скопления, а правая — энергия призматической вакансионной петли с вектором Бюргера  $b$ ;  $G$  — модуль сдвига. Критическое значение радиуса вакансионного диска  $r_c = G b^2 / \gamma$  для разных материалов составляет  $10b \dots 40b$  (см. таблицу) [20]. Основная идея предлагаемой модели состоит в следующем: характер разрушения определяется тем, успеет ли плоский вакансионный диск вырасти до критического размера и превратиться в дислокационную петлю до того момента, пока он не начнет развиваться как трещина под действием упругого поля концентратора напряжений (магистральная трещина) [11]. В первом случае будет реализовано вязкое разрушение, а во втором — хрупкое (здесь и далее речь идет о микротрещинах с размером значительно меньше длины гриффитсовской трещины [1]:  $r_c \ll r_G \simeq E\gamma/\sigma^2$ ).

Длительность  $t_\sigma$  существования тела с дефектами при напряжении  $\sigma$  может быть рассчитана по формуле Журкова [21]:

$$t_\sigma = t_0 \exp [(U_0 - \eta\sigma)/kT], \quad (1)$$

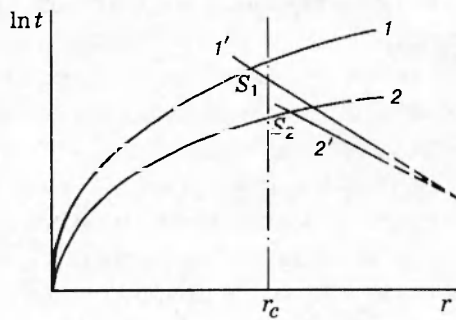
где  $U_0$  — энергия активации разрушения (потенциальный барьер);  $\eta\sigma$  — снижение барьера за счет работы внешних сил;  $t_0$  — константа;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура. Очевидно, активационный объем  $\eta = \eta(r)$ ; вид этой функции обсуждается ниже. С другой стороны, дискообразное скопление вакансий растет диффузионным путем по закону [22]

$$r \sim (D_b t)^{1/2} \quad (2)$$

или более точно [23]  $r \sim (D_b t)^{3/4}$  ( $D_b$  — коэффициент диффузии вакансий). Если время, за которое плоский диск вырастает до критического размера  $r_c$ , оказывается меньше времени, определяемого по (1), то реализуется вязкое разрушение, так как в районе вершины трещины (концентратора напряжений) успевают родиться дислокации. В противоположном случае диск в поле макротрещины потенциально способен начать развиваться [11] и породить разрушение без пластической деформации (хрупкость). Для анализа модели необходим явный вид упомянутой выше функции  $\eta(r)$ . Имея в виду, что снижение потенциального барьера разрушения  $\eta\sigma = \alpha V_0 \sigma$  [21] ( $V_0 \simeq a^3$  — атомный объем,  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий концентрацию напряжений у вершины трещины, а также уменьшение живого сечения при ее росте), запишем [21]

$$\alpha = \alpha_0 (1 + r/a)(1 + r/L).$$

Здесь  $a$  — параметр решетки;  $L$  — характерный поперечный размер нагруженного тела;  $\alpha_0$  — константа, описывающая изменение сил связи вблизи вершины трещины [21].



Кристалл	$G \cdot 10^{-5}$ , МПа	$\gamma$ , Дж/м <sup>2</sup>	$r_c/b$
MgO	3,08	2,33	13
LiF	1,08	0,78	20
NaCl	0,345	0,345	20
Si	1,75	1,27	26
W	3,89	3,32	26
$\alpha$ -Fe	2,22	1,71	26
Cu	1,31	0,82	41
Zn	1,09	0,85	30
Cd	0,81	0,73	29

Для микротрещины  $a \ll r \ll L$ ,  $\pi$ , следовательно,  $\alpha = \alpha_0 r/a$ . С учетом сказанного (1) принимает вид

$$t_\sigma = \varphi(r) = t_0 \exp[(U_0 - \alpha_0 a^2 r \sigma)/kT]. \quad (3)$$

Эта зависимость для температур  $T_1 < T_2$  приведена на рисунке (линии 1', 2') в координатах  $\ln t - r$ . В этих же координатах показаны кривые  $r(t)$  зависимостей (2) для тех же температур (линии 1, 2). Пограничное значение  $r = r_c$  разделяет поле диаграммы на две части, и характер разрушения может быть определен по положению точек  $S_1$  и  $S_2$  пересечения линий 1 и 1', 2 и 2' для соответствующих температур. Очевидно, точка  $S_1$ , имеющая абсциссу  $r < r_c$ , отвечает случаю развития микротрещины и хрупкому разрушению. Напротив, точка  $S_2$  при  $r > r_c$  указывает на вязкое разрушение после рождения скользящих дислокаций из призматических петель. Из рисунка видно, что при более высокой температуре  $T_2$  пересечение происходит в правой части схемы, отвечающей рождению дислокаций, а при более низкой  $T_1$  — в левой, где дискообразное скопление вакансий работает как микротрещина. Таким образом, обсуждаемая модель качественно правильно описывает смену механизма разрушения при пониженных температурах (хладноломкость), а температура (порог) хладноломкости  $\Theta$  лежит в пределах  $T_1 < \Theta < T_2$ .

Элементарный анализ показывает, что рассматриваемая модель правильно предсказывает роль плотности поверхностной энергии. Поскольку с ростом  $\gamma$  уменьшается критический размер плоского скопления, разделительная линия на рисунке смещается влево, и пересечение соответствующих линий в области  $r < r_c$  становится возможным только при более низкой температуре, что эквивалентно снижению температуры вязкохрупкого перехода. Также правильно предсказывается влияние скорости приложения нагрузки.

В соответствии с данными [21] в случае роста скорости долговечность снижается, т. е. наклон прямых на рисунке больше, и они будут пересекаться с кривыми при меньших значениях  $r$ , что равносильно повышению вероятности хрупкого разрушения. Это подтверждается экспериментами.

Таким образом, можно считать, что все факторы, смещающие точку  $S$  к малым значениям  $r$ , охрупчивают материал, а при смещении  $S$  вправо проявляется склонность к вязкому характеру разрушения. В этом смысле интересен вопрос о действии легирующих элементов на положение порога хладноломкости [4]. Такой эффект может быть связан, с одной стороны, с изменением плотности поверхностной энергии, а с другой — с заметным влиянием примесей на коэффициент диффузии вакансий [24]. Таким образом, возникает возможность детального учета роли примесей в охрупчивании сплавов.

Оценим некоторые характерные временные масштабы процессов, контролирующих выбор между вязким и хрупким характером разрушения. Для образования плоского ва-

кансионного диска с критическим радиусом  $r_c$  диффузионным путем необходимо время  $\tau$ , которое можно оценить из следующих простых соображений: объем такого диска должен быть равен суммарному объему вакансий, содержащихся в объеме  $\sim R^3$ , который за указанное время успеет «разрядиться» с образованием вакансионного скопления [23], т. е.  $\xi R^3 = ar_c^2$ , где  $\xi$  — концентрация вакансий. Так как  $R^2 \simeq D_v \tau$ , то

$$\tau \simeq D_v^{-1} (ar_c^2/\xi)^{2/3}. \quad (4)$$

Имея в виду существенное пересыщение решетки вакансиями вблизи источника, каким является устье трещины, положим  $\xi \simeq 10^{-4}$ , а коэффициент диффузии вакансий грубо оценим, приняв, что энергия их миграции составляет  $\sim 0,6$  эВ [24]. Тогда  $D_v \simeq 3 \cdot 10^{-18}$  м<sup>2</sup>/с, и из (4) следует  $\tau \simeq 30$  с. С другой стороны, время до разрушения по (3) легко рассчитать, используя приведенные в [21] значения постоянных, мало различающиеся для большинства металлов. Полагая  $t_0 = 10^{-13}$  с,  $a = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\alpha_0 = 20$ ,  $\sigma = 150$  МПа,  $T = 300$  К,  $U_0 \simeq 2$  эВ и  $r = r_c = 3 \cdot 10^{-9}$  м, получим  $t_\sigma \simeq 10$  с, что близко к приведенной выше оценке  $\tau$  и указывает на реальность возможности выбора между двумя точками пересечения на рисунке. Необходимо остановиться на большом значении коэффициента диффузии вакансий, существенном для данного расчета. В [24] небольшая энергия миграции объясняется диффузией бивакансий. Кроме того, вакансии диффундируют в поле градиента напряжений, что увеличивает их подвижность и ускоряет процесс формирования плоского скопления.

Представленная модель кажется перспективной, поскольку позволяет количественным образом учесть влияние большинства факторов, от которых зависит характер разрушения при изменении температуры. В то же время следует иметь в виду предварительный характер проведенных оценок. Ясно, что для дефекта масштаба немного больше атомного опасно использовать представления о трещинах и дислокационных петлях, хорошо зарекомендовавшие себя в другой шкале масштабов. Можно предположить, что обсуждаемый в настоящей работе микророзодыш разрушения-сдвига является аналогом предлагавшихся ранее дефектов типа «дилатона» [25], «сильно возбужденного состояния» [26] и «фрустриона» [27], которые можно рассматривать в качестве предшественников решеточных дефектов обычного типа.

Развитие настоящей модели может далее идти в двух направлениях: экспериментальная проверка предложенных соотношений и уточнение атомной структуры зародыша разрушения-сдвига. Не исключено, например, что дефект, способный превращаться в трещину (топологическая размерность 2) или в дислокационную линию (размерность 1), занимает промежуточное между ними положение и обладает фрактальной размерностью  $1 < D_f < 2$  [28].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Griffith A. A. The phenomena of rupture and flow // Phil. Trans. Roy. Soc. 1920. V. A221. P. 163–175.
2. Давиденков Н. Н. Проблема удара в металловедении. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1938.
3. Трефилов В. И., Мильман Ю. В., Фирстов С. А. Физические основы прочности тугоплавких металлов. Киев: Наук. думка, 1977.
4. Гудремон Э. Специальные стали. В 2-х т. М.: Металлургиздат, 1959.
5. Иоффе А. Ф. Предел упругости и прочность кристаллов // Избр. тр. Т. 1. Л.: Наука, 1974. С. 183–185.
6. Красовский А. Я. Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наук. думка, 1980.
7. Чечулин Б. Б. Масштабный фактор и статистическая теория прочности металлов. М.: Металлургиздат, 1963.

8. Владимиров В. И., Орлов А. Н., Петров В. А. К теории длительной прочности твердых тел // *Металлофизика*. Киев: Наук. думка, 1972. Вып. 43. С. 83–86.
9. Зуев Л. Б., Зуев Ю. Л. О природе вязкохрупкого перехода // *Письма в ЖТФ*. 1995. Т. 21, № 8. С. 18–21.
10. Дроздовский Б. А., Фридман Я. Б. Влияние трещин на механические свойства конструкционных сталей. М.: *Металлургиздат*, 1960.
11. Финкель В. М., Зуев Л. Б., Филатов А. М. Разрушение стали как процесс объединения микротрещин // *Изв. АН СССР. Металлы*. 1968. № 2. С. 171–175.
12. МакКлинток Ф. А. Физика прочности и пластичности. М.: *Металлургия*, 1972.
13. Авербах Б. Л. Некоторые физические аспекты разрушения // *Разрушение*. Т. 1. М.: *Мир*, 1973. С. 471–504.
14. Тетельмен А. Пластическая деформация у вершины движущейся трещины // *Разрушение твердых тел*. М.: *Металлургия*, 1967. С. 261–300.
15. Панасюк В. В., Саврук М. П. Модель полос пластичности в упругопластических задачах механики разрушения // *Физ.-хим. механика материалов*. 1992. № 1. С. 49–68.
16. Фридель Ж. Дислокации. М.: *Мир*, 1967.
17. Коттерилл Р. М. Скопления вакансий в чистых и загрязненных металлах и сплавах // *Дефекты в закаленных металлах*. М.: *Атомиздат*, 1969. С. 63–117.
18. Mahajan S. Model for the FCC-HCP transformation, its applications and experimental evidence // *Met. Trans. A*. 1981. V. 12, N 3. P. 379–386.
19. Косевич А. М. Дислокации в теории упругости. Киев: *Наук. думка*, 1978.
20. Гилман Дж. Дж. Скол, пластичность и вязкость кристаллов // *Атомный механизм разрушения*. М.: *Металлургиздат*, 1963. С. 220–253.
21. Регель В. Р., Слущкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: *Наука*, 1974.
22. Пинес Б. Я. Очерки по металлофизике. Харьков: *Изд-во ХГУ*, 1961.
23. Косевич А. М., Саралидзе З. К., Слезов В. В. Диффузионный рост пор и призматических дислокационных петель при наличии объемных источников точечных дефектов // *ЖЭТФ*. 1967. Т. 52, № 4. С. 1073–1080.
24. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. Вторичные дефекты при закалке вакансий в металлах // *Металлофизика. Дефекты и свойства кристаллической решетки*. Киев: *Наук. думка*, 1968. С. 5–46.
25. Журков С. Н. О дилатонном механизме разрушения // *Физика твердого тела*. 1983. Т. 25, № 10. С. 3119–3122.
26. Егорушкин В. Е., Панин В. Е., Савушкин Е. В., Хон Ю. А. Сильно возбужденные состояния в кристаллах // *Изв. вузов. Физика*. 1987. № 1. С. 9–33.
27. Олемской А. И., Наумов И. И. Фрактальная кинетика усталостного разрушения // *Синергетика и усталостное разрушение металлов*. М.: *Наука*, 1989. С. 200–214.
28. Олемской А. И., Флат А. Я. Использование концепции фрактала в физике конденсированной среды // *Успехи физ. наук*. 1993. Т. 163, № 12. С. 1–50.

*Поступила в редакцию 29/VII 1996 г.*