Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. С. Васильев, Механизм зарождения пор и микротрещин вблизи дислокационных скоплений, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2004, выпуск 27, 106–110

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu284>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.229.45.116

26 апреля 2023 г., 08:57:59

Таким образом, в результате проделанной работы были изучены механизмы формирования тугоплавких покрытий с применением взрывоплазменного напыления. Приведенные анализы позволяют надеяться на перспективность использования полученных покрытий. Работа представляет интерес не только для формирования тугоплавких покрытий на металлах и сплавах, но и для физики прочности и пластичности твердых тел.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Боровинская И. П., Мержанов А. Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез тугоплавких неорганических соединений // Металлотермические процессы в химии и металлургии. Новосибирск: Наука, 1971. С. 58-65
2. Анисимов С. И. Действие излучений большой мощности на металлы. М: Наука, 1970. 269с.
3. Бекренев А. Н. Последеформационные процессы высокоскоростного нагружения. М.: Металлургия, 1992. 340 с.
4. Защитные покрытия. Труды 8-го Всесоюзного совещания по жаростойким покрытиям. М.: АН СССР, 1979.
5. Валюженич М. К., Кириленко Ю. Н., Кривченко А. И. Получение боридных покрытий на титановых сплавах с помощью ударно-сжатой плазмы // Температуроустойчивые функциональные покрытия. Сборник трудов XVIII совещания. Тула. 2001. С. 59-60.

УДК 539.2

Л.С. Васильев

МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ ПОР И МИКРОТРЕЩИН ВБЛИЗИ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СКОПЛЕНИЙ

Рассмотрен процесс зарождения и развития микропор и микротрещин вблизи стопоров скоплений краевых дислокаций с позиций термофлуктуационной теории прочности. Показано, что в стадии зарождения несплошностей вещество испытывает ряд фазовых превращений – локальное плавление, кавитацию расплава, сублимацию твердой фазы. На стадии развития микропор и микротрещин определяющими эффектами являются сублимация и ползучесть твердой фазы.

Введение. Проблема зарождения пор и микротрещин в металлах и сплавах является одной из центральных в теории прочности [1]. Существующие в настоящее время модели и схемы, предложенные в разное время Зинером, Стро, Коттреллом и т.д. [1] слишком грубы и феноменологичны и не могут объяснить начальный процесс возникновения полостей в сплошном теле на атомарном уровне. В большинстве таких теорий просто предполагается, что зародышевая полость возникает как-то сама собой при выполнении некоторых энергетических или силовых условий [1]. При этом часто упускается из вида тот факт, что размеры и форма минимальных зародышевых полостей могут существенным образом зависеть от общих условий устойчивости и равновесия термодинамической системы [2,3]. Физически это следует из того, что с позиций термофлуктуационной теории прочности [4] возникновению минимальной зародышевой полости должны предшествовать процессы накопления повреждений структуры тела, проявляющиеся в виде локальных разрывов атомных связей. В металлах и сплавах этому соответствует появление неравновесных вакансий и их комплексов. При растягивающих нагрузках эти комплексы могут термофлуктуационным путем образовывать минимальные зародышевые полости, которые дают возможность для роста пор и трещин микроскопических размеров. Ясно, что не все вакансионные комплексы способны к росту, а лишь те из них, которые соответствуют условиям термодинамической устойчивости [5].

Описанный процесс имеет свои особенности вблизи скопления дислокаций. Оказывается, что образование зародышевой полости кинетически выгодно, если оно реализуется через механизм локального плавления материала с последующей кавитацией расплава.

Механизм локального плавления. К моменту исчерпания запаса пластичности при пластическом деформировании устанавливается самый высокий уровень упрочнения материала, равный пределу прочности σ_B . Для сталей это составляет $(5\div 15) \cdot 10^8$ Па. Одновременно с этим в материале возникает большое количество застопоренных коротких скоплений, состоящих обычно из $10\div 30$, и дислокаций. Стопорами могут служить выделения сторонних фаз, границы и субграницы поликристаллов и т.п. [1,4]. В качестве характерного примера для проведения расчетов в работе выбрано плоское скопление из 30-и краевых дислокаций, застопоренное выделением инородной фазы (см. рис1.).

При запирающем сдвиговом напряжении $\sigma_{\beta} \approx 5 \cdot 10^8$ Па длина скопления $l \approx 4 \cdot 10^{-7}$ м, максимальное давление на поверхности выделения под скоплением около $-1.5 \cdot 10^{10}$ Па, среднее давление на расстояниях $(0 \div 10^{-8})$ м порядка $-1.0 \cdot 10^{10}$ Па. Таким образом, скопление создает высокую растягивающую нагрузку на поверхности выделения, лежащей непосредственно под скоплением. В работах [2,3] показано, что при сильном гидростатическом растяжении изменяются условия существования фаз внутри материала. Происходит значительное смещение в неравновесную область диаграммы фазовых состояний системы, где при температурах ниже температуры плавления становится возможным существование жидких фаз растягиваемого твердого вещества (рис 2). В этих условиях в материале флуктуационным образом могут возникать зародыши локального плавления и сублимации, дающие начало развитию пор и микротрещин.

Обозначим твердую фазу основного материала и препятствия индексами β и δ соответственно, а жидкую или паровую фазу зародыша индексом α . Тогда число зародышей α -фазы, возникающих в единицу времени на границе между β и δ - фазами, можно оценить по формуле

$$J \approx \frac{n_{\beta} k T}{h} \exp \left(\frac{U_{\beta} + W_{\alpha\beta}}{k T} \right), \quad (1)$$

где h и k – постоянные Планка и Больцмана, n_{β} – плотность числа частиц β -фазы, $W_{\alpha\beta}$ – работа по созданию зародыша, U_{β} – энергия активации диффузии в β - фазе, T – абсолютная температура.

Величина $W_{\alpha\beta}$, форма и размер критического зародыша α -фазы существенно зависят от величины давления в β - фазе p_{β} и свободных энергий на единицу поверхности на $\delta\alpha$ -, $\beta\alpha$ - и $\beta\delta$ - границах. Обозначим их $\sigma_{\delta\alpha}$, $\sigma_{\beta\alpha}$, $\sigma_{\beta\delta}$ соответственно. Оценки, проведенные в [2,3], показывают, что при $p_{\beta} \approx -1.0 \cdot 10^{10}$ Па вероятность образования зародыша парообразной фазы пренебрежимо мала. Такое же заключение можно сделать и в отношении образования зародыша жидкой фазы, если величина $\Delta\sigma = \sigma_{\delta\alpha} + \sigma_{\beta\alpha} - \sigma_{\beta\delta}$ существенно больше нуля. Если же $\Delta\sigma \approx 0$, или же $\Delta\sigma < 0$, образование зародыша жидкой фазы возможно. В случае $\Delta\sigma < 0$ локальное плавление β - фазы существенно облегчено благодаря выигрышу в поверхностной энергии системы. При $\Delta\sigma = -0.4$ Дж/м², $U = 2.4 \cdot 10^{19}$ Дж, плотности дислокаций порядка 10^{15} м⁻², $p_{\beta} \approx -1.0 \cdot 10^{10}$ Па и объеме образца около 10^{-5} м³ находим, что форма зародыша будет линзообразной (рис. 1) с радиусом кривизны $R = 6.7 \cdot 10^{-10}$ м, диаметром $L = 5.2 \cdot 10^{-10}$ м, $W_{\alpha\beta} = 2.3 \cdot 10^{-19}$ Дж и $J = 33$. Время ожидания появления зародыша равно 0.03 с. Дальнейшее развитие зародыша жидкой фазы определяется кинетикой его роста в условиях растяжения. В рассматриваемом случае имеется сильная анизотропия скорости роста по разным направлениям (рис.3). Явные выражения для скоростей роста можно получить из кинетического уравнения для процессов фазового превращения:

$$\frac{dn_{\alpha}}{dt} = I_{\beta,\alpha} - I_{\alpha,\beta}. \quad (2)$$

Здесь n_{α} – число атомов в α -фазе, $I_{\beta,\alpha}$ – поток атомов из β – фазы в α -фазу, $I_{\alpha,\beta}$ – обратный поток.

Р и с. 1. Плоское заторможенное скопление краевых дислокаций: а, б – до и после начала локального плавления

Р и с. 2. Диаграмма состояний конденсированной среды: Тв., Ж и Г- области существования твердой, жидкой и газообразной фаз соответственно; $P_2 T^* T_{кр}$ – спинодаль жидкой фазы, $P_3 T^*$ – спинодаль твердой фазы; $P_1 T_3$ – линия плавления

Р и с. 3. Анизотропия скорости роста жидкой фазы под дислокационным скоплением.

Из уравнения (2) для скоростей роста жидкой фазы вдоль поверхности раздела $v_{||}$ и в перпендикулярном направлении $v_{\perp}$ получим

$$v_{||} \approx \frac{vV_l b}{kTH} \exp\left(-\frac{U_{||}}{kT}\right) \Delta\sigma, \quad (3)$$

$$v_{\perp} \approx \frac{2vV_s}{3kT} b(p_c - p_{\beta}) \left(\frac{V_l}{V_s} - 1\right) \exp\left(-\frac{U_{\perp}}{kT}\right). \quad (4)$$

Оценка для железа дает: $v_{||} \approx 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ и $v_{\perp} \approx 3.7 \cdot 10^{-14} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Из этой оценки видно, что образовавшийся зародыш быстро вырастает по всем направлениям вдоль поверхности раздела. Модуль давления под дислокационным скоплением падает пропорционально $(y)^{-1/2}$. Это означает, что рост жидкости в этом направлении быстро прекращается. Расчеты показывают, что граница жидкой фазы находится вблизи $y \approx 10^{-8} \text{ м}$ и достигается за $t \approx 10^{-3} \text{ с}$. В направлении, параллельном дислокационным линиям, рост слоя жидкости ничем не ограничен.

Механизм зарождения поры в жидкой фазе. При плавлении поверхность жидкой фазы подходит близко к головной дислокации скопления (рис.4, а). При расстоянии между ними порядка параметра решетки головная дислокация вместе с дислокацией изображения создает в тонком слое твердой фазы, расположенной между ними, растягивающее напряжение

$$\sigma_{xx} = \frac{\mu}{\pi(1-\nu)}. \quad \text{Оценка для железа и}$$

сталей дает $\sigma_{xx} \approx 4.3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$. Это соответствует растягивающему давлению в слое $p \approx -2.9 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, которое на $0.6 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ превышает давление на спинодали твердой фазы при $T=300^{\circ}\text{K}$. В результате происходит разрушение слоя и головная дислокация провалится в жидкую фазу по всей длине оплавленной области l . При этом объем расплава будет увеличен на $n=l/b$ атомных объемов. Поскольку до этого

Р и с. 4. Спинодальный механизм зарождения поры под дислокационным скоплением: а- взаимодействие головной дислокации скопления с дислокацией изображения; б – разрыв слоя твердой фазы вблизи спинодали; в – кавитация расплава после сильного растяжения, обусловленного проваливанием в него некоторого количества дислокаций скопления.

жидкая фаза уже была растянута, дополнительное увеличение объема может привести к процессу кавитации, дающему начало для роста пузырьков пара в расплаве (рис.4, в). При давлении $p_a \approx 10^{10} \text{ Па}$ радиус критического зародыша пара $R_c \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ м} \approx 2b$, а объем $V_c \approx 32b^3$. Это означает, что для образования и роста пузырька пара в расплаве достаточно, чтобы в жидкую фазу провалились две дислокации сегментами длиной $l_1 \approx 3.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ или одна дислокация сегментом длиной $l_2 \approx 7.4 \cdot 10^{-9} \text{ м}$. Оба эти события протекают за время $\tau_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ и $\tau_2 \approx$

$2.8 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ и практически равновероятны.

Механизм роста пор и микротрещин в твердой фазе. Особенностью роста пузырька пара в расплаве под застопоренным скоплением краевых дислокаций является то, что на начальном этапе скорость роста полностью определяется скоростью плавления материала и быстротой подвода дислокаций к жидкой фазе. Проваливаясь в расплав, дислокационные сегменты будут резко увеличивать дефицит объема, который будет преобразовываться в объем пузырька пара. Спустя $t \approx 10^{-3} \text{ с}$ от начала плавления длина проваливающихся дислокационных сегментов достигнет $l \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Этого достаточно, чтобы радиус пузырька пара превысил значение $7 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, и давление равновесия между твердой и жидкой фазами стало равными $p_c = -6 \cdot 10^9 \text{ Па}$. В этих условиях расплав будет кристаллизоваться, а пузырек пара преобразуется в пору в твердой матри-

Р и с. 5. Этапы превращения цепочки пор под дислокационным скоплением в длинную иглообразную полость.

це. Поскольку вдоль линии головной дислокации могло зародиться несколько очагов плавления, общим результатом процесса станет цепочка малых ($R \approx 10^{-9}$ м) изолированных пор (рис.5, а).

Скорость роста пор в твердом теле зависит от интенсивности процессов испарения атомов вещества с поверхности поры и динамики вязкопластического течения окружающего пору материала. Кинетика процессов испарения описывается уравнением (2), записанным для процессов сублимации твердой фазы. Полагая пар идеальным газом, а твердую фазу вязкоупругой, получим систему уравнений, определяющую скорость роста пор с учетом процессов сублимации

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{V_s p_a^{(0)}}{p_a (2\pi m k T)^{1/2}} + \frac{DaR}{2kT} \right) \left(\frac{2\sigma}{R_c} - \frac{2\sigma}{R} + p_a - p_a^{(0)} \right), \quad (5)$$

$$\frac{dp_a}{dt} = \left(1 - \frac{p_a V_s}{kT} \right) \frac{3p_a^{(0)}}{R p_a} \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \left(\frac{p_a^{(0)} V_s}{p_a (2\pi m k T)^{1/2}} + \frac{DaR}{2kT} \right)^{-1} \frac{dR}{dt}. \quad (6)$$

Здесь $p_a^{(0)}$ и p_a - равновесное и истинное давления в паре, R_c и R - радиусы критического зародыша и поры в произвольный момент времени, m - масса атома вещества, σ - поверхностное натяжение на границе «твердая фаза - пар», V_s - атомный объем в твердой фазе.

При большой вязкости среды и низких температурах уравнения (5), (6) дают простую формулу для давления пара в поре:

$$p_a = \frac{kT}{v_s} \left[1 - \left(\frac{R_c}{R} \right)^3 \left(1 - \frac{p_0 V_s}{kT} \right) \right]. \quad (7)$$

Для железа при $T \leq 500$ К, $p_0 \leq 10^7$ Па, $R_c \leq 10^{-9}$ м и $R \approx 1.2 R_c$ оказывается, что $p_a \approx 0.5 \cdot 10^9$ Па. В общем случае систему уравнений (5), (6) можно решить только численно. На рис.6 показаны не-

Р и с. 6. Изменение давления пара в растущих порах при различных температурах T и внешних давлениях p_{ex} . На всех графиках горизонтальной осью является ось времени t , измеряемого в секундах, $\delta R = R(t) - R_c$.

которые результаты вычислений, полученные для разных температур и внешних растягивающих давлений p_{ex} . Из них можно сделать вывод, что процессы сублимации играют определяющую роль в кинетике порообразования. Практически на любом этапе роста пор внутреннее давление пара в полости весьма значительно. Исключение представляет только случай роста очень больших пор при температурах, близких к предплавильным, когда давлением пара в поре действительно можно было бы пренебречь.

Результатом роста пор в цепочке (рис.5, а) будет процесс их слияния с образованием длинной иглообразной полости под застопоренным дислокационным скоплением параллельной дислокационным линиям (рис.5, в). Такая форма полости обусловлена тем, что поры в цепочке не могут расти вверх из-за того, что на линии дислокаций растягивающее давление равно нулю; вниз от скопления рост пор будет значительно замедлен, т.к. в этом направлении растягивающее давление быстро падает с удалением от скопления. Единственным направлением, в котором может быть обеспечен быстрый рост пор, остается лишь направление, параллельное дислокационным линиям, т.к. в этом случае высокий уровень растягивающей нагрузки остается практически постоянным. Один из промежуточных этапов этого процесса показан на рис.5, б.

После образования длинной иглообразной полости становится возможным процесс массового схода дислокаций застопоренного скопления в полость под действием сдвигового запирающего напряжения (рис.7). Он может привести к двум возможным вариантам образования и развития микротрещин, показанным на рис.7, а и 7, в, которые отличаются тем, что микротрещина может начать развиваться в направлении параллельном границе стопора или в перпендикулярном направлении.

Р и с. 7. Варианты образования микротрещин из иглообразной полости при исчезновении дислокационного скопления

Возможность подобных вариантов развития микротрещин рассматривалась, например, в работе [1] и др. В общем случае выбор того или иного варианта существенно зависит от значения работы, затрачиваемой на производство новых поверхностей раздела и

на пластическое деформирование материала.

Таким образом, в работе получены следующие результаты.

1. Сформулированы основные принципы термофлуктуационной теории разрушения, согласованной с диаграммами фазовых состояний конденсированных сред.
2. Получена замкнутая система кинетических уравнений, определяющая рост пор и микротрещин в вязко-упругой среде с учетом сублимации твердой фазы.
3. Показано, что процессы локального плавления и сублимации твердой фазы при растягивающих нагрузках играют определяющую роль в механизмах разрушения твердых тел.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Владимиров В.И.* Физическая природа разрушения металлов. М.:Металлургия, 1984.280 с.
2. *Васильев Л.С.* К анализу дислокационных моделей разрушения твердых тел // Современные проблемы прочности. Сб. науч. тр. Великий Новгород: НГУ, 2000. Т.1. С.258-262.
3. *Васильев Л.С.* Фазовые равновесия и проблема разрушения твердых тел // Современные проблемы прочности. Сб. науч. тр. Великий Новгород: НГУ. С. 263-268
4. *Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е.* Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1965. 450 с.
5. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. М.: Из-во АН СССР, 1959. 460 с.

Работа частично поддержана грантом РФФИ №01-01-96436.