

УДК 620.10 : 536.48 : 529.4 : 539.56

© 1990

КИНЕТИКА РОСТА ТОНКОЙ РАВНОВЕСНОЙ ТРЕЩИНЫ С ГАЗОВОЙ ПРИМЕСЬЮ

В. А. Бородин, В. М. Маничев, А. И. Рязанов

Проводится теоретическое исследование кинетики роста тонкой трещины в однородно-нагруженном материале при натекании в эту трещину атомов газовой примеси. Продемонстрирована возможность и определены условия стабилизации трещин примесью, а также получены явные выражения для экспериментально определяемых величин — времени до разрушения и критического размера устойчивой трещины.

Широко известно, что накопление в металлах примесных атомов может приводить к их резкому охрупчиванию, однако влияние накопления примесей в трещине на кинетику ее роста практически не исследовалось. К настоящему времени попытка самосогласованного рассмотрения эволюции трещины за счет диффузионного натекания в нее атомов примеси предпринималась лишь в работе [1]. Однако ряд специальных предположений (сосредоточенная нагрузка, диффузия примеси только по градиенту напряжений, влияющие примеси только на силы сцепления берегов трещины) ограничивает применимость указанного рассмотрения к реальным ситуациям. В настоящей работе рассматривается простая модель роста трещины при одноосном нагружении за счет диффузионного натекания в нее атомов газовой примеси.

1. Р а в н о в е с и е т р е щ и н ы , с о д е р ж а щ е й п р и м е с ь

Пусть материал с трещиной находится под действием одноосного нагружения. Хорошо известно (см., например, [2]), что при таком нагружении трещина без примеси имеет единственный (гриффитсовский) равновесный размер $2L_G$. Указанное равновесие неустойчиво, т. е. трещины с длиной $2a > 2L_G$ существовать в материале не могут, тогда как трещины с размером $2a < 2L_G$ либо закрываются (так называемые обратимые трещины, у которых края достаточно гладкие для восстановления нарушенных связей), либо просто не раскрываются и не растут (необратимые трещины). Введение в трещину примеси приводит к тому, что примесь будет препятствовать закрытию трещины с размером меньше гриффитсовского, и если примесь плохо растворима в кристаллической матрице, возможно появление второго, устойчивого, равновесия трещины в поле одноосной внешней нагрузки. (Здесь устойчивость равновесия понимается в механическом смысле, т. е. как устойчивость трещины относительно небольших флуктуаций ее длины относительно равновесного значения L). Продемонстрируем это для случая, когда примесь представляет собой идеальный газ, причем для простоты будем в дальнейшем полагать, что газ практически не растворим в материале. Такая ситуация возникает, например, при накоплении в материале гелия в результате облучения его α -частицами или быстрыми нейтронами.

Рассмотрим изолированную тонкую трещину, имеющую бесконечную протяженность вдоль одной из осей (скажем, оси z) декартовой системы координат (x, y, z) . Это позволяет считать задачу плоской и представлять

трещину как разрез длиной $2a$ вдоль оси x (рис. 1). Пусть на бесконечности на тело действует постоянная одноосная нагрузка p вдоль оси y , а к берегам разреза приложено давление газовой примеси P , которое связано с числом атомов газа в трещине на единицу длины материала (в направлении оси z) N соотношением

$$PV = NT, \quad (1)$$

где T — температура в энергетических единицах; Γ — площадь поперечного сечения трещины, которая выражается через профиль трещины $h(x)$ (рис. 1) соотношением

$$V = \int_{-a}^a h(x) dx. \quad (2)$$

При постоянной температуре состояние равновесия определяется условием равенства нулю виртуальной работы δR , совершаемой при малом обратимом изменении размера трещины δa . В рассматриваемом случае $\delta R = d\Pi + dE_{el} - \delta R_{ex} - \delta R_{in}$, где $d\Pi$ — изменение поверхностной энергии трещины; dE_{el} — изменение упругой энергии материала; δR_{ex} — работа внешних сил; δR_{in} — работа, совершаемая газовой примесью в трещине.

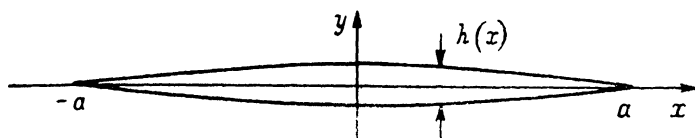


Рис. 1. Геометрия задачи.

При постоянных внешних нагрузках величина δR_{ex} является полным дифференциалом потенциальной энергии внешних нагрузок [3] $\delta R_{ex} = dU_{ex}$, и при постоянной температуре $\delta R_{in} \equiv PdV = -dF_g$, где F_g — свободная энергия примеси в трещине. Таким образом, δR является полным дифференциалом полной энергии E_{tot}

$$\delta R = dE_{tot} = d(4\gamma a + E_{el} - U_{ex} + F_g), \quad (3)$$

где γ — поверхностная энергия материала. В результате равновесная полудлина трещины L находится из условия

$$\left. \frac{dE_{tot}}{da} \right|_{a=L} = 0. \quad (4)$$

Отметим, что, как легко проверить, в отсутствие газа в трещине E_{tot} совпадает с изменением термодинамического потенциала Φ при образовании в материале трещины. В общем же случае E_{tot} , вообще говоря, не отождествляется с каким-либо из общепринятых термодинамических потенциалов.

Определим сначала $W(a) = E_{el} - U_{ex}$. Пусть исходный материал без трещины находится в поле напряжений σ_{ij}^0 и соответствующих им смещений и деформаций — u_i^0 и e_{ij}^0 (в нашем случае — под действием одноосного растяжения p вдоль оси y). В результате образования трещины в материале возникает новое распределение напряжений σ_{ij} и соответственно u_i , e_{ij} , причем на поверхности трещины должно выполняться условие

$$\sigma_{yy}(|x| < L, y = 0) = -P. \quad (5)$$

Тогда

$$W = \frac{1}{2} \int_{V_0} (\sigma_{ij} e_{ij} - \sigma_{ij}^0 e_{ij}^0) dV - \int_{S_\infty} \sigma_{ij} (u_i - u_i^0) dS_j, \quad (6)$$

где интегрирование ведется в первом интеграле по пространству V_0 вне разреза, а во втором — по бесконечно удаленной границе материала S_∞ .

Объемный интеграл в (6) нетрудно свести к интегрированию по контуру разреза и поверхности S_∞ [3], что после несложных вычислений приводит к соотношению [4]

$$W = 1/2 (P - p) V. \quad (7)$$

Определение смещений берегов трещины $h(x)/2$ также не представляет сложности (см., например, [4]), и в результате для V получим

$$V(a) = \frac{2\pi(1-\nu^2)}{E} (p+P)a^2, \quad (8)$$

где E — модуль Юнга материала, ν — коэффициент Пуассона. Таким образом,

$$W(a) = \frac{\pi(1-\nu^2)}{E} (P^2 - p^2)a^2. \quad (9)$$

Следует отметить, что P в этом соотношении само является функцией a . Отметим, что при $P=0$ соотношение (9) совпадает с известным результатом (см., например, [2]).

В случае идеального газа связь P и V дается соотношением (1), а F_g имеет вид [5]

$$F_g = -NT \ln V + F_g^0, \quad (10)$$

где F_g^0 не зависит от a .

Когда внешняя нагрузка отсутствует ($p=0$) E_{tot} имеет

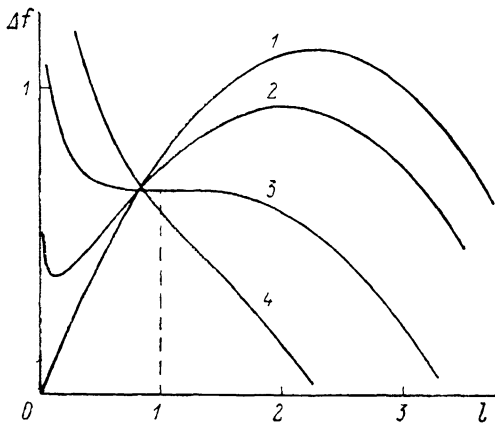


Рис. 2. Зависимость безразмерного приращения полной энергии от длины трещины l при различном относительном количестве газа в трещине.

ε: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 1, 4 — 2.

единственный минимум, отвечающий устойчивой равновесной трещине, для которой

$$L = NT/4\gamma. \quad (11)$$

В случае $p \neq 0$ энергию E_{tot} можно переписать в виде

$$\Delta f = l - \frac{\varepsilon}{3} \left[\left(1 + \frac{3\varepsilon}{l^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1} + \frac{\varepsilon}{3} \ln \left[\frac{(1 + 3\varepsilon/l^2)^{1/2} - 1}{(1 + 3\varepsilon)^{1/2} - 1} \right], \quad (12)$$

где $\Delta f = (E_{\text{tot}} - F_g(L_c^0) - NT/2)/4\gamma L_c^0$ — безразмерное приращение полной энергии, $l = a/L_c^0$, $\varepsilon = N/N_c^0$, а величины L_c^0 , N_c^0 определяются выражениями

$$L_c^0 = 8\gamma E/9\pi(1-\nu^2)p^2, \quad N_c^0 = (4\gamma/3T)L_c^0. \quad (13)$$

Зависимости $\Delta f(l)$ при разных ε представлены на рис. 2. Видно, что наличие примеси существенно изменяет вид полной энергии по сравнению со случаем трещины без примеси ($\varepsilon=0$, кривая 1). При $N < N_c^0$ ($\varepsilon < 1$) имеются два равновесных размера трещины, причем меньшее значение L соответствует устойчивой трещине, а большее $L_c(N)$ — неустойчивой (гриффитсовской). При $N \rightarrow N_c^0$ ($\varepsilon \rightarrow 1$) максимум и минимум функции $\Delta f(l)$ сближаются и в пределе $N=N_c^0$ сливаются в одну точку перегиба, для которой $L=L_c(N_c^0)=L_c^0$. Наконец, при $N > N_c^0$ полная энергия монотонно убывает с ростом L и трещине любого размера энергетически выгодно распространяться до бесконечности (т. е. равновесная трещина с $N > N_c^0$ существовать в материале не может).

Положение точек экстремума E_{tot} определяется уравнением (4). Подставляя в E_{tot} соотношение (9) и учитывая, что для газа $dF_p = -PdV$, имеем

$$\frac{dE_{\text{tot}}}{da} = 4\gamma - \frac{2\pi(1-\nu^2)}{E} (p+P)^2 a. \quad (14)$$

Приравнивая это соотношение нулю, получим

$$p+P = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{K}{\sqrt{L}}, \quad (15)$$

где K — коэффициент интенсивности напряжений у конца трещины, связанный с γ соотношением $K^2 = \pi E \gamma (1-\nu^2)$ [2]. В отличие от соотношения (12) уравнение (15) справедливо не только для идеального, но и для любого газа.

Проведенное рассмотрение позволяет качественно предсказать поведение трещин при накоплении в них газовой примеси. Пусть в начальный момент трещина имеет размер L_0 и содержит некоторое количество атомов примеси N_0 ($N_0 < N_c^0$). Образование такого рода трещин с примесями можно ожидать в самых различных ситуациях, например в облучаемых материалах при образовании межпузырьковых трещин (в процессе блистеринга), в результате накопления примесей в зародышевых трещинах, уже существующих в материале, и т. п.

Рассмотрим сначала подвижно-равновесную трещину, размер которой подстраивается под внешние параметры p и N_0 и, следовательно, всегда определяется уравнением (15). Как видно из рис. 2, даже при неизменном внешнем нагружении натекание атомов газа в трещину будет приводить к постепенному увеличению размера трещины в течение некоторого времени t_p , пока она не достигнет критического размера L_c^0 , после чего трещина становится неустойчивой и распространяется неограниченно, что может приводить к разрушению материала.

Аналогичная картина будет наблюдаться и для необратимых трещин, которые могут увеличиваться, но не залечиваться, за исключением того, что их рост при натекании примеси начнется с того момента, когда устойчивое равновесное значение L , определяемое соотношением (15), превысит L_0 .

Для конкретного количественного описания кинетики роста устойчиво-равновесной трещины необходимо задать закон изменения количества газа в трещине $N(t)$. Определим зависимость N от времени для случая диффузионного натекания примеси в трещину из окружающего объема.

2. Д и ф ф у з и о н н о е н а т е к а н и е п р и м е с и в т р е щ и н у

Пусть в начальный момент в трещине содержится N_0 атомов примеси на единицу длины материала, тогда значение N в момент времени t определяется соотношением

$$N(t) = N_0 + \omega^{-1} \int_0^t J(t') dt', \quad (16)$$

где ω — атомный объем примеси, а поток атомов примеси имеет вид

$$J = 2D \int_{-L}^L \frac{dC}{dy} \Big|_{y=0} dx, \quad (17)$$

где C , D — концентрация и коэффициент диффузии примеси в объеме материала.

При квазистационарном натекании примеси в трещину ее концентрация в объеме материала описывается обычным диффузионным уравнением [4]

где G — скорость привнесения или создания примеси в объеме материала (например, при облучении); k^2 — усредненная по объему мощность стоков, поглощающих примесь (пор, вакансий, дислокаций).

Концентрация примеси вдали от трещины $C_\infty = G/k^2 D$ определяется самосогласованно всеми источниками и стоками атомов примеси в материале. Концентрацию примеси на поверхности трещины C_0 будем считать равной нулю. Действительно, C_0 связана с давлением газа в трещине соотношением

$$C_0 = (P\omega/T) e^{-\psi/T},$$

где ψ — энергия растворения примеси в материале. Типичные значения ψ для такого класса малорастворимых в металлах примесей, как инертные газы, составляют несколько эВ (например, для гелия в никеле $\psi \approx 3.5$ эВ). Поскольку обычно $P\omega/T \ll 1$, то величиной C_0 можно пренебречь по сравнению с типичной концентрацией примеси в объеме ($1-10^4$ атом).

Решение уравнения (18) удобно искать в эллиптических координатах (u, v), задаваемых соотношениями

$$x = L \operatorname{ch} u \cos v, \quad y = L \operatorname{sh} u \sin v. \quad (19)$$

Тогда уравнение (18) приводится к виду

$$\partial^2 U / \partial u^2 + \partial^2 U / \partial v^2 - 2q (\operatorname{ch} 2u - \cos 2v) U = 0, \quad (20)$$

где $q = (kL/2)^2$, $U = C - C_\infty$. Полученное уравнение решается методом разделения переменных и сводится к двум уравнениям, решением которых являются функции Матье [6]. Необходимым требованиям симметрии по v , а именно $U(v) = U(-v) = U(\pi - v)$, удовлетворяют функции $\operatorname{ce}_{2n}(v, -q)$, а требованию $U(u \rightarrow \infty) = 0$ удовлетворяет функция $\operatorname{Fek}_{2n}(u, -q)$, так что в результате имеем

$$C = C_\infty \left[1 - \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_0^{(2n)}(q) \frac{\operatorname{Fek}_{2n}(u, -q)}{\operatorname{Fek}_{2n}(0, -q)} \operatorname{ce}_{2n}(v, -q) \right] \quad (21)$$

и соответственно

$$J = YDC_\infty, \quad (22)$$

где

$$Y = 4\pi \sum_{n=0}^{\infty} [A_0^{(2n)}]^2 \left[\frac{d}{du} \ln \operatorname{Fek}_{2n}(u, -q) \right] \Big|_{u=0}, \quad (23)$$

где

$$A_0^{(2n)}(q) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \operatorname{ce}_{2n}(v, q) dv.$$

Для упрощения соотношения (23) воспользуемся тем, что $\operatorname{Fek}_{2n}(u, -q)$ можно с хорошей точностью приблизить соотношением [6]

$$\operatorname{Fek}_{2n}(u, -q) \approx p'_{2n} I_0(\sqrt{q} e^{-u}) K_0(\sqrt{q} e^u), \quad (24)$$

где p'_{2n} — численный коэффициент. Подставляя (24) в (23) и учитывая, что $\sum_{n=0}^{\infty} [A_0^{(2n)}]^2 = 1/2$, имеем

$$Y = 2\pi/I_0(kL/2) K_0(kL/2), \quad (25)$$

так что в случае сильных стоков ($kL \gg 1$)

$$Y = 2\pi kL, \quad (26)$$

а для сравнительно слабых стоков ($kL \ll 1$)

$$Y = 2\pi \ln^{-1}(2/kL). \quad (27)$$

Отметим, что квазистационарные потоки можно использовать только при выполнении условия [4]

$$\dot{L}/L \leq D/2R_d^2, \quad (28)$$

т. е. когда характерное время изменения размера трещины $\tau_L \approx L/\dot{L}$ больше характерного времени подстройки диффузионного профиля $\tau_d \approx R_d^2/D$.

3. Кинетика роста трещины с газом

При заданном $N(t)$ кинетика роста тонкой газонаполненной трещины полностью описывается уравнением (15) и уравнением состояния газа в трещине, которое удобно переписать в виде

$$P = nT, \quad (29)$$

где $n = N/V$ — плотность газа в трещине. Для определения соотношения между n и L можно использовать общее соотношение для V (8), в которое надо подставить уравнение (15), справедливое для равновесных трещин. В результате имеем

$$n = EN/2\sqrt{2}(1 - \nu^2)KL^{3/2}. \quad (30)$$

Несмотря на сравнительно простой вид уравнений (15), (29), (30), решение их в общем случае затруднительно главным образом потому, что коэффициент интенсивности напряжений K сам может зависеть от количества примеси в трещине [1]. Тем не менее и в этом случае можно сделать некоторые общие выводы относительно поведения трещины, если исключить L из соотношения (15). В результате получим

$$n\varphi^4(n)/(n + p/T)^3 = \pi^3 ET^3/8(1 - \nu^2)K_0^4, \quad (31)$$

где $\varphi(n) = K/K_0$; K_0 — коэффициент интенсивности напряжений для трещины без примеси. В данной работе мы ограничимся рассмотрением наиболее интересного с практической точки зрения случая, когда $\varphi(n) \leq 1$, т. е. примесь не увеличивает сцепления в устье трещины. Из соотношения (31) видно, что при $p \neq 0$ левая часть достигает максимума при некотором значении n_m , а значит, уравнение (31) имеет решение лишь при N , не превышающих некоторого критического значения N_c . Иными словами, в рассматриваемом случае ситуация качественно полностью аналогична рассмотренной в разделе 1. Однако для определения конкретного значения величины N_c и соответствующего критического размера трещины L_c необходимо знать явный вид $\varphi(n)$. В данной работе будет использован модельный вид этой функции

$$\varphi(n) = \exp(-n/2n^*), \quad (32)$$

который описывает как частный случай (при $n^* \rightarrow \infty$) представление $\varphi(n) = 1$, соответствующее независимости K от наличия примеси в трещине, а при малых n/n^* эквивалентен зависимости, предложенной в [1]. Тогда

$$n_m = \frac{P}{T} (1 + \delta + \sqrt{(1 + \delta)^2 + 2\delta})^{-1} \approx \frac{P}{2(1 + \delta)T}, \quad (33)$$

где $\delta = p/n^*T$. Соответственно

$$N_c = N_c^0 \frac{(1 + \delta)^2}{(1 + 2/3\delta)^3} \exp\left(-\frac{\delta}{1 + \delta}\right), \quad (34)$$

$$L_c = L_c^0 \frac{(1 + \delta)^2}{(1 + 2/3\delta)^2} \exp\left(-\frac{\delta}{2(1 + \delta)}\right), \quad (35)$$

где N_c^0, L_c^0 — значение соответствующих величин при $\delta = 0$ (т. е. $K = K_0$)

$$N_c^0 = \frac{32}{27} \frac{(1-\nu^2) K_0^2}{\pi^2 E T p^2}, \quad L_c^0 = \frac{8}{9} \frac{K_0^2}{\pi^2 p^2}. \quad (36), (37)$$

Зависимость N_c и L_c от δ представлена на рис. 3. Отметим, что наличие примеси приводит к тому, что критический размер трещины всегда меньше классического гриффитсовского размера в отсутствие примеси $L_{c0} = 2 (K_0/\pi p)^2$, причем $L_c(\delta \rightarrow \infty) = L_c e^{-1/2}$, а $L_c(\delta=0) = L_c^0 = 4/9 L_{c0}$.

Рассмотрим два случая развития трещины при квазистационарном нагружении в нее примеси: когда стоки для примеси в объеме являются слабыми ($kL \ll 1$) и сильными ($kL \gg 1$).

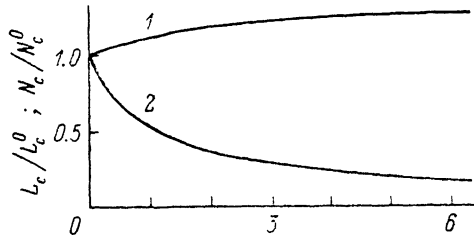


Рис. 3. Влияние ослабления примесью коэффициента интенсивности напряжений на критическую длину трещины L_c (1) и критическое количество газа в трещине N_c (2).

Слабые стоки для примеси в объеме ($kL \ll 1$). В этом случае зависимость потока примеси в трещину от ее длины очень слаба (см. (27)) и ею можно пренебречь. Тогда время до разрушения равно

$$t_p = t_c - t_0, \quad (38)$$

где $t_c = N_c/J$, $t_0 = N_0/J$. В случае $L_0 \ll L_c$ имеем для $\delta=0$

$$t_p^0 \approx t_c^0 = 32 \gamma^2 E / 27 \pi (1-\nu^2) T p^2 J. \quad (39)$$

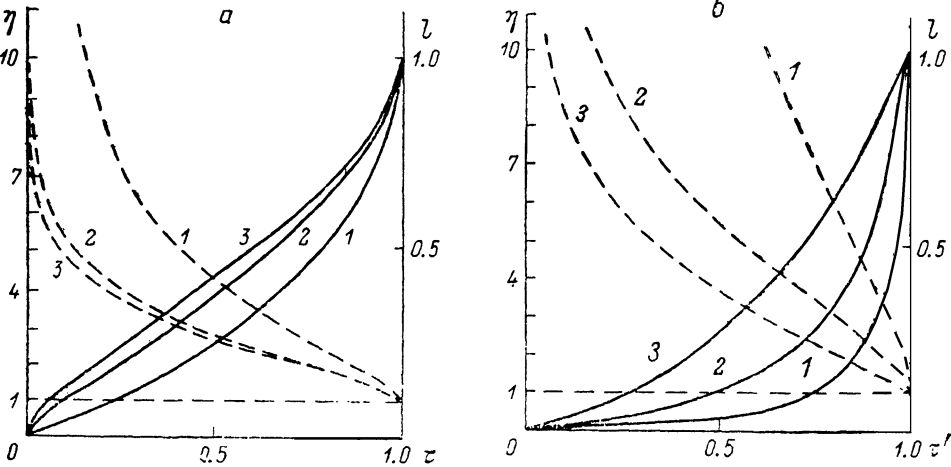


Рис. 4. Зависимость относительной длины трещины l и безразмерной плотности газовой примеси в трещине η от безразмерного времени τ в случае слабых (а) и сильных (б) стоков для примеси в объеме материала.

$$1 - \delta = 0.1, \quad 2 - 1, \quad 3 - 10.$$

При $\delta \neq 0$ отношение t_p/t_p^0 изменяется так же, как и N_c/N_c^0 (рис. 3), т. е. ослабление примесью сил сцепления может заметно уменьшить время до разрушения материала. В частности, при $\delta \gg 1$ (но $N_0 \ll N_c(\delta)$) имеем

$$t_p \approx \frac{27}{8\delta} t_c^0 \propto p^{-3}. \quad (40)$$

Кинетику роста трещины и уменьшения плотности газа в ней удобно исследовать в безразмерных переменных $l = L/L_c$, $\eta = N/N_c$, $\tau = (t+t_0)/t_c$. Тогда

$$\frac{(3+2\delta)^2}{(\eta+2+2\delta)^2} \exp\left[\frac{\delta(1-\eta)}{2(1+\delta)}\right] = l, \quad (41)$$

$$\frac{(3+2\delta)^3 \eta}{(\eta+2+2\delta)^3} \exp\left[\frac{\delta(1-\eta)}{(1+\delta)}\right] = \tau. \quad (42)$$

Из вышеприведенных соотношений видно, что единственным параметром, определяющим кинетику роста трещины в безразмерных переменных, является величина δ . Явный вид зависимостей $l(\tau)$ и $\eta(\tau)$ представлен на рис. 4, а. При фиксированном δ различие в кинетике роста трещин с разной начальной длиной состоит в том, что они начинают развиваться в различные начальные моменты $\tau_0 = t_0/t_c$.

Сильные стоки для примеси в объеме ($kL \gg 1$). В этом случае количество газа в трещине зависит от истории ее развития по закону

$$N = N_0 + J_c \int_0^t l dt, \quad (43)$$

где J_c — значение потока, определяемого соотношениями (22) и (26), при $L=L_c$. С учетом (43) легко получим дифференциальное уравнение для безразмерной плотности η , решение которого имеет вид [4]

$$t = \Phi(\eta) - t'_0, \quad (44)$$

где

$$\Phi(\eta) = \frac{2(3+2\delta)N_c}{J_c} e^{\frac{\delta}{2(1+\delta)}} \left[\frac{\eta - (1+\delta)}{\eta + 2(1+\delta)} e^{-\frac{\delta\eta}{2(1+\delta)}} - \left(1 + \frac{\delta}{2}\right) e^{\delta} \text{Ei}\left(-\frac{\delta\eta}{2(1+\delta)} - \delta\right) \right], \quad (45)$$

$t'_0 = \Phi(n_0/n_m)$, $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция.

Безразмерная длина трещины l находится по известным значениям η с помощью соотношения (41). На рис. 4, б представлены зависимости η и l от безразмерного времени $\tau' = (t+t'_0)/t'_c$, где

$$t'_c = \Phi(1) = -\frac{8\gamma}{TJ_0} \left[\left(1 + \frac{\delta}{2}\right) e^{\delta} \text{Ei}(-s) + \frac{\delta}{3+2\delta} \right], \quad (46)$$

$$J_0 = J_c/L_c, \quad s = \delta(3+2\delta)/2(1+\delta).$$

Пусть начальный размер трещины достаточно мал, т. е. $l_0 \ll 1$, $\eta_0 = n_0/n_m \gg 1$. Тогда при $\delta\eta_0 \gg 1$ имеем $t_p \approx t'_c$. В частности, при $\delta \gg 1$,

$$t_p \approx 8\gamma n^*/pJ_0. \quad (47)$$

Напротив, при $\delta\eta_0 \ll 1$, когда примесь практически не влияет на K , получаем

$$t_p = t'_c - t'_0 \approx \frac{4\gamma}{TJ_0} \ln\left(\frac{L_c^0}{L_c}\right), \quad (48)$$

где L_c^0 определяется соотношением (37).

4. Обсуждение и выводы

Полученная в настоящей работе кинетика развития газонаполненных трещин показывает, что введение плохо растворимой в материале примеси приводит к стабилизации трещин при одноосном внешнем нагружении, причем по мере накопления примеси такие трещины могут устойчиво расти в течение некоторого времени. Однако существует определенный критический размер трещины, зависящий от внешней нагрузки, при достижении

которого устойчивость теряется и происходит переход к неконтролируемому росту трещины, который в свою очередь может приводить к разрушению материала. Таким образом, время до разрушения t_p в представленной модели определяется скоростью накопления в трещине критического количества газовых атомов и, следовательно, процессами диффузионного натекания примеси в трещину. В зависимости от интенсивности конкурирующих стоков для примеси в объеме материала и от эффективности ослабления примесью коэффициента интенсивности напряжений у конца трещины зависимость t_p от внешней нагрузки может быть степенной ($t_p \sim P^{-n}$, где $n=1, 2, 3$) или даже логарифмической.

Следует отметить, что в приведенном рассмотрении содержится ряд упрощающих допущений. Так, в модели не учитывается возможность испускания дислокаций трещиной и создания обширной пластической зоны вблизи ее концов при высоких внутренних и внешних давлениях, так что рассмотренная модель применима, строго говоря, лишь для описания крупного разрушения. Тем не менее модель можно распространить и на случай квазихрупкого разрушения, достаточно характерного для многих металлов, поскольку такое распространение сводится по сути лишь к перенормировке поверхностной энергии трещины γ [2] и не затрагивает основных кинетических соотношений.

Далее: основное соотношение, определяющее длину трещины, а именно уравнение (15), было получено с использованием энергетического подхода. Легко показать, что более детальное исследование с использованием концепций типа Баренблатта или Дагдейла, учитывающих наличие сил сцепления либо появление узких пластических зон на концах трещины, приводит к совершенно аналогичной кинетике роста трещины с примесью [4].

Наконец, для получения наглядной качественной картины роста трещины мы ограничились использованием для примеси уравнения состояния идеального газа. Это ограничение не является, однако, принципиальным, и модель легко обобщается на более реальные случаи. К примеру оказывается, что использование вместо (1) уравнения состояния твердых сфер в приближении Перкуса—Иевики практически не изменяет критическую длину трещины L_c , хотя критическое количество газа в трещине и соответственно время до разрушения при высоких давлениях могут уменьшаться довольно заметно (на порядок) [4].

Список литературы

- [1] Стрельцов В. А., Фельдман Э. П. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3118—3125.
- [2] Райзер Ю. П. // УФН. 1970. Т. 100. № 2. С. 329—347.
- [3] Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: ИЛ, 1963. С. 11—101.
- [4] Бородин В. А., Маничев В. М., Рязанов А. И. // Препринт ИАЭ-4616/11. 1987. 25 с.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
- [6] Мак-Лаклан Н. В. Теория и приложение функций Матъё. М.: ИЛ, 1953. 476 с.

Поступило в Редакцию
30 августа 1988 г.
В окончательной редакции
6 октября 1989 г.