

Таким образом, разрушение металла может вызвать его наводороживание и в конце концов новое водородное охрупчивание. Естественно, что происходят и обратные процессы разводороживания металла, которые могут быть прерваны на любой стадии наводороживания.

В наших работах [10, 11] на примере системы колесо – рельсы железнодорожного транспорта исследовались процессы наводороживания поверхности катания колеса, распределение диффузионно-подвижного водорода по глубине и возможности предотвращения неизбежного, но более отдаленного по времени эксплуатации, наводороживания колесной стали. Предлагаемые в этих работах технологические приемы позволили увеличить пробег колеса в 3 раза.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Варенцов Е.А., Хрусталев Ю.А. Механозмиссия и механохимия молекулярных кристаллов органических веществ // Успехи химии. 1995. Т. 64. № 8. С. 834-849.
2. Гай А.П., Глазунов М.П., Журавлев Л.Т., Хрусталев Ю.А., Шенгелия К.Я. О причине газовой выделении в процессе механического раз-

рушения твердых тел // Доклады АН СССР. 1984. Т. 277. № 2. С. 388-390.

3. Хрусталев Ю.А., Симаков Ю.С., Глазунов М.П., Губин В.В. Образование водорода при сухом трении металлов // Журнал физической химии. 1989. Т. 63. № 5. С. 1355-1357.
4. Симаков Ю.С., Коган Б.М., Ляхов Б.Ф., Тененбаум М.М., Хрусталев Ю.А., Кауфман С.М. Наводороживание металла при фрикционном взаимодействии с биологической массой // Трение и износ. 1989. Т. 10. № 4. С. 749-750.
5. Хрусталев Ю.А. Физико-химическая концепция наводороживания металлов. Роль эмиссии электронов с поверхности разрушения конструкционных материалов в процессе образования водорода // Эффект безызносности и триботехнологии. 1997. №2. С. 19-35.
6. Розенфельд И.Л., Персианцева В.П. Ингибиторы атмосферной коррозии. М.: Наука, 1985. 278 с.
7. Белоглазов С.М. Наводороживание стали при электрохимических процессах. Л.: ЛГУ, 1973. 411 с.
8. Лебедев В.В. Физико-химические основы процессов получения водорода из воды. М.: Наука, 1969. 134 с.
9. Пикаев А.К. Сольватированный электрон в радиационной химии. М.: Наука, 1969. 457 с.; его же. Современная радиационная химия. Радиолит газы и жидкостей. М.: Наука, 1986. 440 с.
10. Хрусталев Ю.А., Ляхов Б.Ф., Балабанов В.И., Мамыкин С.М. Наводороживание поверхности качения колесной пары // Вестн. машиностроения. 1997. № 11. С. 23-26.
11. Хрусталев Ю.А., Ляхов Б.Ф., Гребенюк М.Н., Терезгеря В.В. Влияние металлоорганической присадки Гретири-3 на наводороживание стали при трении // Вестн. машиностроения. 2000. № 5. (В печати.)

УДК 539.4:537.5

## МИГРАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕХАНИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

© Д.Н. Карпинский, С.В. Санников

*Россия, Ростов-на-Дону, НИИ Механики и прикладной математики при Ростовском Государственном Университете*

Karpinsky D.N., Sannikov S.V. The electrical current influence on the point defects migration at the crack tip. The estimation is realised of the constant electrical current influence on the point defect migration at the crack tip in an alpha-Fe crystal. The computation takes into account the plastic deformation at the crack tip in the loaded sample, Joule heat and the gas-exchange in crack banks. The plastic deformation is caused by dislocation motion in the active sliding crystal planes. Stress relaxation and asymmetry are revealed in point defect distribution induced by an electrical current at the crack tip.

1. В последние годы достоверно установлено наличие резкого снижения сопротивления металла деформированию и повышение его пластичности под влиянием электрического тока большой плотности [1]. В связи с этим представляет значительный интерес исследование эволюции точечных дефектов у вершины трещины при совместном действии сил механического и электрического происхождения. Временная зависимость распределения точечных дефектов в отсутствие электрического тока оценена в [2]. Однако для разработки методов электрохимического наводороживания [3] и других задач важно понимать закономерность влияния электрического тока на прочность образцов, которая существенно зависит от миграции точечных дефектов в них. В этом направлении исследований авторам известна только работа [4], в которой выполнен расчет эволюции распределения атомов водорода, растворенных вблизи надреза в токонесящем стержне, но в этом расчете предполагалось, что внешняя нагрузка не вызывает пластической деформации, и отсутствует накопление газообразной примеси в полости надреза.

Цель настоящей работы заключается в расчете эволюции распределения атомов водорода у вершины тре-

щины в кристалле при решеточной диффузии под действием постоянного электрического тока и механической нагрузки с учетом газообмена на берегах трещины.

2. Исследование эволюции концентрации  $c(r, t)$  межузельных атомов примеси и соотношения вкладов дислокационных механизмов в процесс переноса примесных межузельных атомов выполнено в [2]. В этой работе рассмотрена трещина длиной  $l$ , расположенная в плоскости скола (010) бесконечного кристалла с объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой. К плоскостям кристалла  $y \rightarrow +\infty$  приложено однородное напряжение растяжения  $\sigma_x(t)$  (мода I), монотонно возрастающее до некоторого значения  $\sigma_{max}$  пластического деформирования кристалла, но недостаточного для роста трещины. Дополним [2] предположением о протекании через кристалл перпендикулярно плоскости трещины постоянного электрического тока плотностью  $j(r)$  в удаленной от трещины части кристалла ( $j_x(r) = 0, j_y(r) = j_0$  при  $r \rightarrow \infty$ ). Расчет эволюции пластической деформации у вершины трещины аналогичен [2] за исключением вычисления тепловыделения в пластической зоне у вершины трещины. Будем предполагать, что трещина расположена вдоль оси абсцисс, а ее

вершина – в начале координат. Температура  $T$  в верхней полуплоскости в момент времени  $t$  определяется по формуле [5]:

$$T(x,y,t) = \int_0^\infty dy_1 \int_{-\infty}^\infty T_0(x_1,y_1) G_2(x,y,x_1,y_1,t) dx_1 - a^2 \int_0^\infty d\tau \int_{-\infty}^\infty \Phi(x_1,\tau) G_2(x,y,x_1,y_1=0,t-\tau) dx_1 + \int_0^\infty d\tau \int_0^\infty dy_1 \int_{-\infty}^\infty F(x_1,y_1,\tau) G_2(x,y,x_1,y_1,t-\tau) dx_1. \quad (1)$$

В (1)  $G_2$  – функция Грина.

$$G_2(x,y,x_1,y_1,t) = G(x,y,x_1,y_1,t) + G(x,y,x_1,-y_1,t),$$

$$G(x,y,x_1,y_1,t) = \frac{1}{4\pi\lambda t} \exp\left\{-\frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{4a^2 t}\right\},$$

$a^2 = \lambda / \rho C$  – температуропроводность кристалла,  $\lambda$  – теплопроводность,  $\rho$  – плотность и  $C$  – теплоемкость,  $F(x,y,t) = \rho j^2(r) + Lj(r)$ ,  $\rho = \rho_0(1 + \alpha(T - 273 \text{ K}))$  – удельное электросопротивление кристалла,  $\alpha$  – температурный коэффициент электросопротивления,  $L$  – коэффициент Томсона [6]. Используя симметрию задачи относительно  $y = 0$ , получим граничное условие  $\Phi(x,t) = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$ . Выражение для плотности электрического

тока  $j(r)$  определяется аналогично [7, 8], но в нашем случае ограничимся выражением для ее асимптотики вблизи вершины трещины,  $j_x = j_0 \sqrt{l/2r} \sin\varphi$ ,  $j_y = j_0 \sqrt{l/2r} \cos\varphi$ , где  $\varphi$  – полярный угол.

3. Рассмотрим теперь основные уравнения электромехано-dиффузии [4, 9]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla J, \quad J = \frac{Dc}{k_B T} \nabla \mu, \quad (2)$$

где для слабого раствора примесей в упругом поле напряжений химический потенциал  $\mu = k_B T \ln(c/c_0) - U(r,t)$ ,  $D$  – коэффициент диффузии,  $U(r,t) = \Delta v \sigma(r,t) - ez^* \varphi$ , где  $\Delta v$  – изменение объема кристалла за счет искажения кристаллической решетки междузельным атомом водорода,  $\sigma(r,t)$  – шаровая компонента тензора напряжений,  $e$  – элементарный заряд,  $z^*$  – эффективное зарядовое число, а  $\varphi$  – электрический потенциал. Тогда для диффузионного потока:

$$J = D \left( \nabla c - \frac{c \Delta v}{k_B T} \nabla \sigma \right). \quad (3)$$

Из (2, 3) получаем (учитывая, что  $\Delta U = 0$  [4])

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 c(r,t) + \frac{D}{k_B T} \nabla c(r,t) \nabla U(r,t). \quad (4)$$

Начальное условие выбрано в виде  $c = c_0$  при  $t = 0$ , а граничные условия  $D \frac{\partial c}{\partial y} = k_m (c^2 - (\Gamma')^{-1} P(t))$

при  $y = 0$ ,  $x < 0$  ( $k_m$  – коэффициент массообмена на границе газовой и твердой фазы,  $\Gamma'$  – модифицированная постоянная Зиверта [2]) и  $\frac{\partial c}{\partial y} = \frac{ez^* j_0 \rho c}{k_B T} \sqrt{\frac{l}{2r}}$  при  $y = 0$ ,  $x > 0$ .

Обсудим теперь подробнее выбор граничных условий при  $y = 0$ ,  $x < 0$ . Предположим, что газ в полости трещины идеальный, тогда его давление  $P(t)$  внутри трещины равно:

$$P(t) = (\sigma_a'(t)/2) [(1 + 4GTN(t) / [\pi(1 - \nu)(2l)^2 \sigma_a'^2(t)])^{1/2} - 1], \quad (5)$$

где  $G$  – модуль сдвига,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $N$  – количество молекул газа в полости трещины. Предположим, что основной поток газа, растворенного в объеме кристалла, попадает в полость трещины через ее вершину. В этом случае величина  $N(t) = \int J(t) dt$ , где  $J(t)$  – поток атомов газа, растворенных в кристалле, которые переносятся к вершине трещины.

Метод решения (4) – (5) аналогичен [2], а для коэффициента интенсивности напряжения (КИН) трещины имеет место представление [2]:

$$K(t) = K^c(t) + K^p(t), \quad (6)$$

где  $K^c(t)$  – слагаемое КИН трещины, не учитывающее влияния на нее пластической деформации, а  $K^p(t)$  – определяющееся исключительно этим влиянием (выражение для  $K^p(t)$  см. в [2]).

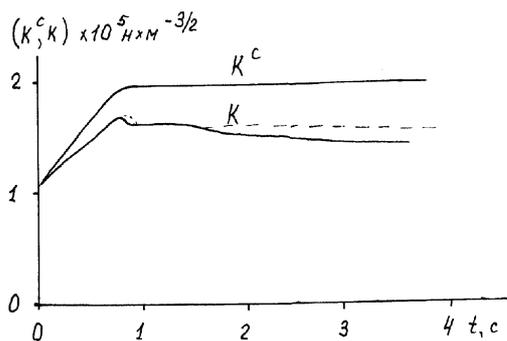
Расчеты выполнены для кристалла  $\alpha - Fe$  при следующих значениях постоянных:  $2l = 10^{-3}$  м,  $\Delta v = 2,06 \cdot 10^{-30}$  м<sup>3</sup>,  $G = 60$  ГПа,  $\nu = 0,3$ ,  $\rho_0 = 8,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $L = -22,8 \cdot 10^{-6}$  В/К,  $a^2 = 2 \cdot 10^{-3}$  м<sup>2</sup>/с,  $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>,  $D = 4,88 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с,  $k_m = 4,88 \cdot 10^{-15}$  м/с. [10]. Скорость нагружения кристалла выбиралась так, чтобы максимальная скорость деформации  $\epsilon_{max}$  в пластической зоне была равна  $0,1$  с<sup>-1</sup>. После достижения внешней нагрузкой своего верхнего предела  $\sigma_{max} = 5$  МПа в дальнейшем она оставалась постоянной.

Оценкой процесса релаксации напряжения в пластической зоне является эволюция КИН. Эта зависимость вычислена согласно (6) и показана на рис. 1.

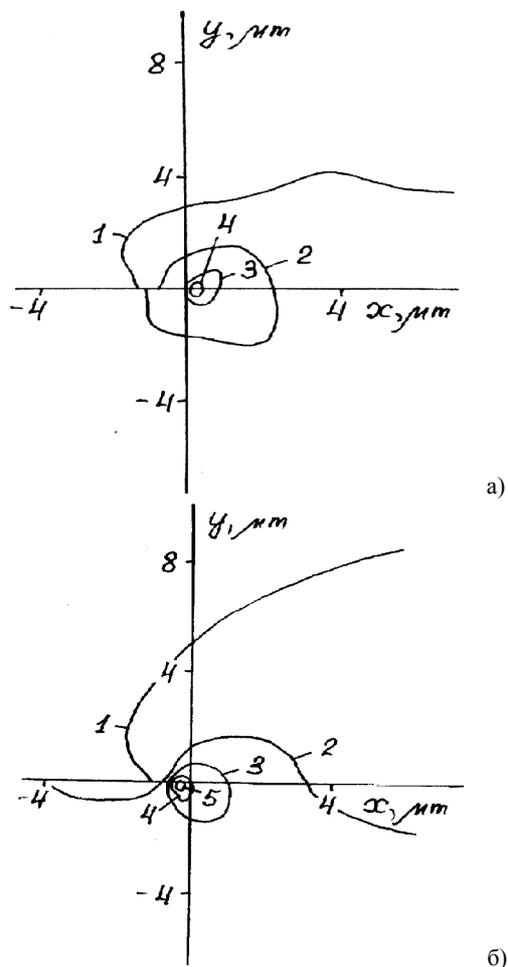
Распределение концентрации атомов водорода у вершины трещины в последовательные моменты времени показаны при двух величинах плотности тока на рис. 2, 3.

В заключение приведем основные выводы по результатам расчетов:

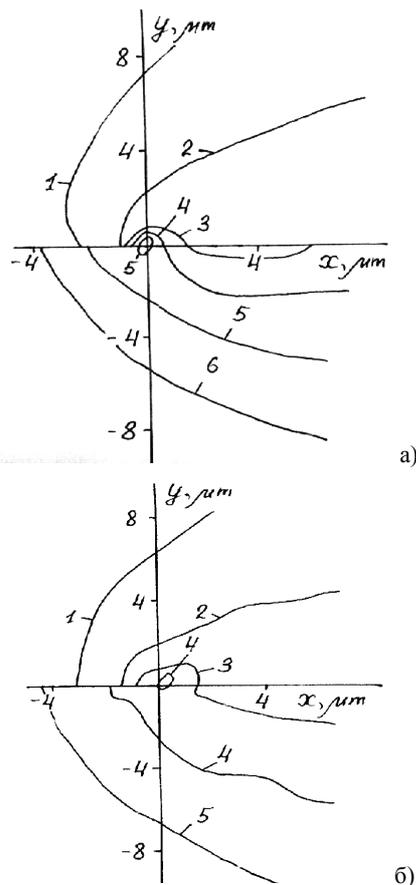
1. Постоянный электрический ток является дополнительным механизмом релаксации напряжений у вершины трещины.
2. Увеличение плотности тока приводит к перераспределению концентрации междузельных атомов водорода у вершины трещины, обуславливая асимметрию ее распределения относительно линии продолжения трещины.
3. Величина плотности электрического тока слабо влияет на сток атомов водорода в полость трещины и ее нагружение за счет «распираания» берегов газом.



**Рис. 1.** Временная зависимость коэффициентов интенсивности напряжения КИН:  $K^c$  – хрупкой трещины,  $K$  – пластичной трещины с учетом протекающего через образец постоянного электрического тока  $5 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup> (сплошная линия) и без него (пунктир)



**Рис. 2.** Распределение безразмерной концентрации  $c(r,t)/c_0$  межузельных атомов водорода при решеточной диффузии при  $j_0 = 10^8$  А/м<sup>2</sup> в моменты времени а)  $t = 0,27$  с; б)  $t = 5,7$  с. На а) 1 – 0,997, 2 – 1,01, 3 – 1,03, 4 – 1,04, 5 – 1,05; б) 1 – 1,02, 2 – 1,04, 3 – 1,07, 4 – 1,10



**Рис. 3.** Распределение безразмерной концентрации  $c(r,t)/c_0$  межузельных атомов водорода при решеточной диффузии при  $j_0 = 5 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup> в моменты времени а)  $t = 0,14$  с; б)  $t = 4,1$  с. На а) 1 – 0,932, 2 – 0,957, 3 – 0,983, 4 – 1,01, 5 – 1,03, 6 – 1,06; б) 1 – 0,936, 2 – 0,967, 3 – 0,999, 4 – 1,03, 5 – 1,06

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Спицин В.И., Троицкий О.А.* Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 159 с.
2. *Карпинский Д.Н., Санников С.В.* Миграция точечных дефектов у вершины газонаполненной трещины // ФММ. 1998. Т. 85. № 1. С. 10-18.
3. *Белоглазов С.М.* Наводораживание стали при электрохимических процессах. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
4. *Угодчиков Н.А., Берендеева А.Г.* Численное моделирование низкотемпературной нестационарной направленной диффузии водорода // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения: Межвуз. сб. М.: Тов-во научн. изд. КМК, 1997. С. 69-74.
5. *Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н.* Сборник задач по математической физике. М.: Наука, 1972. 687 с.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошной среды. М.: ГИТТЛ, 1957. 532 с.
7. *Максимов И.Л., Свирина Ю.В.* Диссипативные неустойчивости разрушения в проводящих материалах с транспортным током. 1. Критерий неустойчивости, качественный анализ // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 9. С. 64-74.
8. *Максимов И.Л., Свирина Ю.В.* Диссипативные неустойчивости разрушения в проводящих материалах с транспортным током. 2. Эволюционные уравнения, диаграммы неустойчивости // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 9. С. 75-85.
9. *Герцикеи С.Д., Дехтяр И.Я.* Диффузия в металлах и сплавах в твердой фазе. М.: Физматгиз, 1960.
10. *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.