



Рис. 4. Распределение объемного заряда в полиэтилене вблизи границы с медью при облучении γ -квантами: — расчет с учетом реального действующего спектра; \circ — эксперимент

С помощью специального устройства (рис. 3) были проведены измерения объемного заряда в полиэтилене 1 на границе с медью 2. Измерительным элементом является диэлектрический цилиндр Фарадея. Толщина экрана 3 и измерительного электрода 4 выбраны таким образом, чтобы прибор не искажал поля вторичных электронов,

характерного для исследуемой границы. Толщину пластины 5 варьировали так, чтобы обеспечить удовлетворительное пространственное разрешение измеряемых распределений и уверенную регистрацию полезного сигнала на фоне помех. Перед началом измерений устройство было подвергнуто термообработке для ликвидации электретенных зарядов, имевшихся в диэлектрических элементах конструкции. Результаты эксперимента, полученные при использовании источника ^{60}Co , приведены на рис. 4.

Поскольку глубинные распределения объемного заряда сильно зависят от энергии, при сравнении эксперимента и расчета следует принимать во внимание энергетическое распределение квантов используемого источника. В настоящей работе полученные для моноэнергетических квантов расчетные распределения объемного заряда (см. рис. 2) суммировались в соответствии с реальным спектром источника ^{60}Co , приведенным в работе [7]. Наблюдаемое согласие между экспериментом и расчетом служит подтверждением правильности выбранной расчетной методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gross B. — Rad. Res., 1961, v. 14, p. 117.
2. Burke E., Garth J. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, p. 1838.
3. Адагуров А. Ф., Лазурик В. Т. — Атомная энергия, 1977, т. 43, вып. 1, с. 57.
4. Frederickson A. — [2], p. 1867.
5. Иванов В. П. и др. — In: Proc. IAEA Symp. on Advances in Physical and Biological Radiation Detectors. Vienna, IAEA, 1971, p. 381.
6. Полюев Г. Ф., Сафонов В. А. — Приборы и техника эксперимента, 1969, № 5, с. 210.
7. Pine V. e.a. — [2], 1978, v. NS-25, p. 1586.

Поступило в Редакцию 19.02.80

УДК 621.039.548.3

Особенности распухания диффузионно-анизотропных кристаллов

САРАЛИДЗЕ З. К.

В диффузионно-анизотропных кристаллах диффузионные потоки точечных дефектов к дислокациям зависят от их ориентации относительно кристаллографических осей. В процессе облучения это неравенство потоков к разориентированным дислокациям приводит к радиационному росту [1]. Можно показать, что ориентационная зависимость диффузионных потоков существенно влияет на процесс распухания кристаллов и при определенном подборе параметров может быть использована для его подавления.

Рассмотрим кристалл с одной выделенной осью анизотропии, например гексагональный, и предположим, что в нем имеются только два семейства краевых дислокаций: лежащие в базисной плоскости с плотностью ρ_b и направленные вдоль перпендикулярной к базису оси c с плотностью ρ_c . Диффузионные потоки точечных дефектов к единице длины дислокации ориентации α ($\alpha = b, c$) и к изолированной поре радиуса R могут быть записаны в виде

$$J_{\alpha}^{\pm} = \frac{A_{\alpha}^{\pm}}{\omega} (c^{\pm} - c_0^{\pm}); \quad (1)$$

$$J^{\pm}(R) = \frac{B^{\pm}}{\omega} [c^{\pm} - c_0^{\pm}(R)],$$

где c^{\pm} — истинные самосогласованные средние концентрации вакансий (—) и межузельных атомов (+); c_0^{\pm} — их термические равновесные концентрации (в ненапряженном кристалле на ядре краевой дислокации поддерживается именно такая концентрация); $c_0^{\pm}(R)$ — концентрация на по-

верхности поры, которая для не слишком мелких пор мало отличается от c_0^{\pm} ; ω — атомный объем; A_{α}^{\pm} и B^{\pm} — величины, зависящие от коэффициентов диффузии точечных дефектов D^{\pm} и определенных характеристик стоков. Если рассмотреть стационарный процесс облучения, из уравнения баланса точечных дефектов легко определить стационарные концентрации c^{\pm} .

Нетрудно убедиться, что при выполнении условий

$$\omega Q \gg D^{\pm} c_0^{\pm} \rho_i^{\pm},$$

где $\rho(t)$ — полная эффективная линейная плотность стоков, а Q — интенсивность образования точечных дефектов, равновесные концентрации существенно меньше стационарных и ими можно пренебречь. Определив потоки J^{\pm} с помощью найденных в этом приближении c^{\pm} , можно получить следующее выражение для скорости распухания:

$$\left(\frac{\Delta V}{V} \right) = \frac{\bar{R}N}{2K} \left[\left(1 + \frac{4K\omega Q}{\rho_i^{\pm} \rho_i^{\pm}} \right)^{1/2} - 1 \right] \times \\ \times [(A_c^+ B^- - A_c^- B^+) \rho_c + (A_b^+ B^- - A_b^- B^+) \rho_b], \quad (2)$$

где \bar{R} — средний радиус пор; N — их объемная плотность; $\rho_i = \rho_c A_c^{\pm} + \rho_b A_b^{\pm} + \bar{R} N B^{\pm}$; $K = \frac{4\pi r_c}{\omega} (D^+ + D^-)$ — коэффициент спонтанной рекомбинации, в котором r_c является радиусом спонтанной рекомбинации.

Разности перекрестных произведений A_{α}^{\pm} и B^{\pm} в формуле (2) малы по сравнению со значениями этих произве-

дений. Поэтому различные причины, приводящие к отличающейся от нуля скорости распухания, могут быть рассмотрены независимо друг от друга.

Без учета анизотропии диффузии $A_c^\pm = A_b^\pm \equiv A^\pm$, однако A^+ и A^- различаются не только вследствие различия подвижности вакансий и межузельных атомов, но и из-за наличия у дислокаций некоторого предпочтения (преференса) к поглощению межузельных атомов [2, 3].

$$A^- = \frac{2\pi}{\gamma} D^-; A^+ = \frac{2\pi}{\gamma} \eta D^+; B^\pm = 4\pi D^\pm, \quad (3)$$

где $\gamma = \ln(L/r_0)$; r_0 — радиус ядра дислокации; $L \approx 1/\sqrt{\rho}$ — среднее расстояние между дислокациями; η — параметр, описывающий преференс и имеющий значение, близкое к единице. Подставляя равенства (3) в формулу (2), можно получить обычное выражение для скорости распухания [4]:

$$\left(\frac{\Delta \dot{V}}{V}\right) = \frac{4\pi^2 D^+ D^-}{\gamma K} \bar{R} N \times \left\{ \left[1 + \frac{4K\gamma^2 \omega Q}{4\pi^2 D^+ D^- (\rho + 2\gamma \bar{R} N)^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} (\eta - 1) \rho. \quad (4)$$

Рассмотрим теперь отдельно вклад от анизотропии диффузии. Обозначим через D_b^\pm и D_c^\pm коэффициенты диффузии в базисной плоскости и в направлении c соответственно. В приближении слабой анизотропии для A_c^\pm получим [1]:

$$A_c^\pm = \frac{2\pi}{\gamma} D_b^\pm; A_b^\pm = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{D_c^\pm + D_b^\pm}{2}. \quad (5)$$

Легко показать, что в этом же приближении коэффициенты B^\pm должны иметь вид

$$B^\pm = 4\pi \frac{D_c^\pm + D_b^\pm}{3}. \quad (6)$$

Используя равенства (5) и (6), из формулы (2) находим

$$\left(\frac{\Delta \dot{V}}{V}\right)_a = \frac{4\pi^2 \bar{R} N}{3\gamma K} \times \left\{ \left[1 + \frac{4K\gamma^2 \omega Q}{4\pi^2 \prod_i [\rho_b D_b^i + \frac{1}{2} \rho_c (D_b^i + D_c^i) + \frac{2}{3} \gamma \bar{R} N \times (D_c^i + 2D_b^i)]} \right]^{1/2} - 1 \right\} \left(\rho_c - \frac{1}{2} \rho_b \right) (D_b^+ D_c^- - D_c^+ D_b^-), \quad (7)$$

где в знаменателе индекс i принимает значения плюс и минус.

Предположим, что анизотропия диффузии существенна только для вакансий

$$D_c^+ = D_c^-, D_c^- = D_b^- \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \approx D_b^- \left(1 - \frac{\Delta E}{kT}\right),$$

где ΔE — разность энергии миграции вакансий вдоль оси c и в базисной плоскости ($\Delta E/kT \ll 1$). Тогда выражение (7) примет очень простой вид:

$$\left(\frac{\Delta \dot{V}}{V}\right)_a = -\frac{4\pi^2 \bar{R} N D^+ D^-}{3\gamma K} \times \left\{ \left[1 + \frac{4K\gamma^2 \omega Q}{(\rho + 2\gamma \bar{R} N)^2 4\pi^2 D^+ D^-} \right]^{1/2} - 1 \right\} \times \left(\rho_c - \frac{1}{2} \rho_b \right) \frac{\Delta E}{kT}. \quad (8)$$

Таким образом, анизотропия диффузии может дать вклад в распухание только в том случае, если $\rho_c - \frac{1}{2} \rho_b \neq 0$, т. е. если дислокации распределены по ориентациям неанізотропно. В зависимости от знаков разностей $\rho_c - \frac{1}{2} \rho_b$ и ΔE выражение (8) может принимать положительное или отрицательное значение и соответственно может либо ускорять, либо подавлять распухание.

Отношение выражений (8) и (4) запишется так:

$$\left| \frac{(\Delta \dot{V}/V)_a}{(\Delta \dot{V}/V)} \right| = \frac{\Delta E}{3kT} \frac{\left| \rho_c - \frac{1}{2} \rho_b \right|}{(\eta - 1) \rho}. \quad (9)$$

В реальных кристаллах анизотропия диффузии может быть достаточно существенной. Однако поскольку полученные результаты справедливы только в случае слабой анизотропии, для оценки выберем предельно большое значение отношения $\Delta E/kT = 1/3$, которое еще можно условно считать малым меньшим единицы. Если далее предположить, что анизотропия распределения дислокаций по ориентациям составляет примерно 10%, то получим, что отношение (9) становится порядка единицы при обычных принимаемых значениях $\eta - 1 \approx 10^{-2}$.

Таким образом, нежелательное в определенных условиях распухание может быть частично или полностью подавлено путем выбора материала с сильной анизотропией диффузии и создания в этом материале требуемой анизотропии распределения дислокаций по ориентациям.

Следует отметить, что в процессе облучения плотность дислокаций не остается постоянной. В холодноедеформированных кристаллах плотность дислокаций снижается, а в отожженных — повышается, достигая примерно одного и того же стационарного значения $\sim 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [5]. Поэтому приведенные выше рассуждения и результаты, которые предполагают постоянство плотности дислокаций, справедливы после достижения этого стационарного значения, ибо только в этом случае процесс может рассматриваться как стационарный. При этом надо предположить, что облучение не уничтожает полностью память о начальном распределении дислокаций по ориентациям и что анизотропия этого распределения в существенной степени сохраняется и после достижения стационарной плотности дислокаций.

Наконец, следует отметить, что полученные результаты непосредственно применимы только к монокристаллам. Для поликристаллических материалов трудно указать пути создания необходимой анизотропии в каждом отдельном зерне для подавления распухания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саралидзе З. К. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 1, с. 41
2. Nam F. — J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p. 915.
3. Маргвелашвили И. Г., Саралидзе З. К. — Физика твердого тела, 1973, т. 15, с. 2665.
4. Конобеев Ю. В. Радиационные и другие дефекты в твердых телах. Тбилиси, 1975, т. 1, с. 3.
5. Brager H., Garner F. — In: Proc. Conf. on Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials. Arizona, 1977, p. 727.