

УДК 548.4

© 1990

## ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗУПРОЧНЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКИМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ РЕЛЬЕФОМ

Л. А. Зильберман

Исследована динамика дислокационных перегибов, взаимодействующих с точечными дефектами. Показано, что существует критическое напряжение  $\tau_3$  захвата движущегося перегиба точечными дефектами. Найдена зависимость  $\sigma_3$  от типа дефекта, параметров кристаллического рельефа и температуры. В широком интервале параметров  $\sigma_3$  существенно ниже статического напряжения отрыва  $\sigma_0$  дислокационных перегибов от точечных дефектов. При деформации материала напряжением  $\sigma > \sigma_3$  происходит разупрочнение по сравнению с деформацией при  $\sigma < \sigma_3$ , так как перегибы преодолевают точечные дефекты атермическим образом.

Низкотемпературная хрупкость алмазоподобных полупроводников, ОЦК-металлов, ряда интерметаллических соединений обусловлена высоким кристаллическим рельефом. В работах [1-4] показано, что эффективным методом изменения энергии активации движения дислокаций является легирование материала. Точечные дефекты двойным образом влияют на подвижность дислокаций в кристаллическом рельефе. С одной стороны, они приводят к увеличению подвижности из-за локального уменьшения энергии образования двойных перегибов вблизи точечных дефектов. Боковое движение перегиба происходит под совместным действием внешнего напряжения и взаимодействия перегиба со случайно расположенными дефектами. В диффузионном режиме движения [5] средняя скорость дислокации уменьшается из-за появления времени задержки перегибов на локальных препятствиях. Условия проявления эффекта разупрочнения материала примесями, обусловленного конкуренцией этих факторов, изучены в работах [6, 7]. В диффузионном режиме движения скорость дислокации определяется потенциальными энергетическими барьерами [6]

$$V \sim \exp(-(E_2 + E_1)/2T), \quad (1)$$

где  $E_2$  — энергия зарождения двойного перегиба вблизи дефекта,  $E_1$  — барьер для движения одиночного перегиба. Вопрос об условиях реализации диффузионного режима движения перегиба не изучался.

Процесс термоактивированного движения дислокации в кристаллическом барьере естественным образом распадается на два этапа [8]. На первом этапе тепловые флуктуации перебрасывают часть дислокации в соседнюю долину Пайерлса и образуется зародыш критического размера. На втором происходит атермическое боковое движение перегиба на свободной от дефектов части дислокационной линии. Скорость перегиба при этом определяется балансом работы внешней силы и вязких потерь. Представляется очевидным, что диффузионный механизм движения перегиба возможен в том случае, когда кинетическая энергия перегиба меньше энергии отрыва его от точечного дефекта. При этом для преодоления локального препятствия необходима тепловая активация. Если энергия связи дефекта с дислокацией и потери на вязкое трение не слишком велики, то возможно динамическое преодоление перегибом упругого поля дефекта.

Время задержки при этом экспоненциально меньше, чем в диффузионном случае; в показателе экспоненты формулы (1) в динамическом режиме должно отсутствовать слагаемое с  $E_1$ , и подвижность дислокаций увеличивается. Цель настоящей работы — исследование вопроса о динамическом разупрочнении материала с высоким кристаллическим рельефом незаряженными примесями.

В модели линейного натяжения [5] уравнение скольжения гибкой дислокации в плоскости (XY) можно привести к виду

$$\lambda_p^2 \left[ -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right] + \frac{U(\varphi)}{U_0} = \frac{\sigma}{\sigma_p} - \lambda_p^2 \frac{B}{T_0} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \sum_i \delta(x - x_i) \frac{\partial E(\varphi, \varphi_i)}{\partial \varphi} \frac{8\lambda_p}{W_k}. \quad (2)$$

Здесь  $\varphi = 2\pi y(x, t)/a$ ;  $a$  — период решетки;  $\lambda_p$  — ширина перегиба;  $c_s$  — скорость звука;  $\sigma, \sigma_p$  — соответственно внешнее напряжение и напряжение Пайерлса;  $T_0$  — коэффициент линейного натяжения;  $B$  — коэффициент вязкого трения,  $U_0$  — амплитуда кристаллического рельефа  $U(\varphi)$ ;  $W_k$  — энергия перегиба. Взаимодействие находящегося в точке  $x_i, y_i, z_i$  точечного дефекта с элементом дислокации  $y(x, t)$  в (2) учтено в приближении сосредоточенной силы; для дефектов типа дилатации

$$E(\varphi, \varphi_i) = W_0 b z_i \left[ z_i^2 + \left( \frac{a(\varphi - \varphi_i)}{2\pi} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

При  $z_i = b$  полная энергия связи дефекта с дислокацией равна  $W_0$ .

Из результатов, полученных в работе [8], следует, что скорость свободного сверхзатемпфированного перегиба  $v_n(\sigma)$  определяется универсальной функцией напряжения  $\mu = \mu(\sigma/\sigma_p)$ . Для синусоидального рельефа она монотонно убывает с ростом  $\sigma/\sigma_p$ ; при  $\sigma/\sigma_p \rightarrow 1$   $\mu \simeq -1.19$ , при  $\sigma/\sigma_p \ll 1$   $\mu \simeq -\pi\sigma/4\sigma_p$ . Воспользовавшись уравнением (2), нетрудно показать, что учет инерции дислокационной линии сводится к перенормировке полученной в [8] зависимости; для  $v_n(\sigma)$  получим

$$v_n(\sigma) = c_s [\mu/(\mu^2 + \gamma^2)^{1/2}]. \quad (4)$$

Параметр  $\gamma$  равен отношению характерной диссипируемой при движении перегиба энергии  $E_0 = (2/\pi^2) B c_s a^2$  к его энергии,  $\gamma = E_0/W_k$ . При  $\mu^2 \ll \gamma^2$  формула (4) переходит в соответствующее выражение, полученное в работе [8]. Процессы, происходящие при взаимодействии движущихся дислокационных перегибов с точечными дефектами, различны для релятивистских  $v_n(\sigma) \sim c_s$  и нерелятивистских  $v_n(\sigma) \ll c_s$  перегибов. Форма релятивистского перегиба существенно отличается от формы неподвижного, поэтому захват либо резкое замедление должно сопровождаться возбуждением акустических колебаний. С точностью до  $v_n^2(\sigma)/c_s^2 \ll 1$  форма нерелятивистского перегиба при взаимодействии с точечным дефектом не меняется.

При комнатных температурах характерное значение коэффициента вязкого трения  $B \sim 4 \cdot 10^{-4}$  дн·с/см<sup>2</sup>; для оценки параметра  $\gamma$  возьмем  $T_0 \sim 4 \cdot 10^{-4}$  дн,  $a \sim b \sim 3 \cdot 10^{-8}$  см. Для ГПУ материалов ( $G/\sigma_p \sim 10^4$ )  $\gamma$  при комнатных температурах  $\sim 1$ ; для алмазоподобных полупроводников и ОЦК-металлов ( $G/\sigma_p \sim 10^1 \div 10^2$ )  $\gamma \ll 1$  при тех же условиях. С понижением температуры коэффициент вязкого трения уменьшается. Из формулы (4) следует, что в материалах с низким барьером Пайерлса движение перегибов становится релятивистским при низких температурах; в случае высокого кристаллического рельефа возможны как релятивистские, так и нерелятивистские перегибы.

В случае синусоидального кристаллического рельефа уравнение (2) является возмущенным уравнением типа синуса-Гордона, которое описывает ряд физических ситуаций, в частности движение вихря потока (флаксона) в джозефсоновских переходах [9]. Для решения этой задачи,

в частности исследования вопроса о пороге захвата микрозакоортовками флуксона, разработан весьма эффективный метод солитонной теории возмущений [10, 11], который ниже применен для учета динамических эффектов при прохождении медленным перегибом точечных дефектов.

Рассмотрим прохождение одиночного перегиба по линии дислокации. Для этого нужно найти решение уравнения (2), удовлетворяющее условиям

$$\varphi(x, t)|_{t \rightarrow -\infty} = 0, \quad \varphi(x, t)|_{t \rightarrow \infty} = 2\pi. \quad (5)$$

Точечные дефекты находятся в общем случае в случайных точках. Для распределенных в среднем равномерно точечных дефектов полная энергия системы не меняется при прохождении вдоль дислокации перегиба, т. е. должно выполняться соотношение

$$\left\langle \sum_i \delta(x - x_i) E(0, \varphi_i) \right\rangle = \left\langle \sum_i \delta(x - x_i) E(2\pi, \varphi_i) \right\rangle. \quad (6)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по местоположению дефектов. В данной работе мы ограничимся только случаем достаточно малых концентраций, когда процессы прохождения перегибом дефектов независимы. Для одного дефекта с произвольным  $\varphi_i$  соотношение (6) нарушается. Чтобы избежать связанных с этим непринципиальных осложнений, зафиксируем  $\varphi_i$  в точке, в которой выполняется (6). Для дефектов типа дилатации (см. (3)) это соответствует  $\varphi_i = \pi$ .

В адиабатическом приближении [10], не учитывающем возбуждения акустических колебаний и искажения формы дислокационного перегиба, решение уравнения (2) ищем в следующем виде:

$$\varphi(x, t) = \varphi_0[(x - \Lambda(t))/\lambda_p], \quad (7)$$

где  $\varphi_0(x/\lambda_p)$  — решение уравнения (2) с нулевой правой частью. Легко показать, что уравнение движения для координаты центра нерелятивистского перегиба  $\Lambda(t)$  совпадает с уравнением классической частицы, движущейся в нелинейном потенциале при наличии вязкого трения,

$$m\ddot{\Lambda} + B\dot{\Lambda} + \frac{2\pi}{\chi} \left( \frac{T_0\sigma}{\lambda_p\sigma_p} + \frac{2\pi\lambda_p}{a^2} \frac{\partial E[\varphi_0((x - \Lambda(t))/\lambda_p)]}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) = 0, \quad (8)$$

где

$$\chi = \lambda_p \int_0^{2\pi} d\varphi_0 \frac{d\varphi_0}{dx}.$$

Для синусоидального рельефа  $\chi = 8$

$$\frac{d\varphi_0}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{2}{\lambda_p \operatorname{ch}(\Lambda(t)/\lambda_p)} = \frac{2}{\lambda_p} \operatorname{sh} \frac{\varphi_0}{2} \Big|_{x=0}. \quad (9)$$

Функция

$$\frac{\partial E[\varphi_0((x - \Lambda(t))/\lambda_p)]}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial E}{\partial \varphi_0} \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \Big|_{x=0}$$

равна нулю в дефекте ( $\varphi_0(\Lambda) = \varphi_i$ ) и экспоненциально убывает при удалении от центра перегиба. Проанализируем для определенности характер решений уравнения (8) для дефектов типа дилатации, притягивающих  $E(\varphi) > 0$  и отталкивающих  $E(\varphi) < 0$  дислокацию.

1.  $E(\varphi) > 0$ . Максимальное значение функции  $E(\varphi)$  достигается при  $\varphi = \varphi_i$ ,  $x_i$ ,  $y_i = (a/2\pi)\varphi_i$ ,  $z_i$  — координаты точечного дефекта. Уравнение (8) имеет два стационарных решения  $q_1[\Lambda_1(\sigma)]$  и  $q_2[\Lambda_2(\sigma)]$  при любых  $\sigma$ , меньших  $\sigma_0$ ,

$$\sigma/\sigma_0 = f(\varphi)/f_{\max}, \quad (10)$$

где

$$q(\Lambda) = \frac{1}{2\pi} \varphi_0 \left( \frac{x - \Lambda(t)}{\lambda_p} \right) \Big|_{x=0}, \quad f(q) = \frac{\pi \lambda_p}{2W_0} \frac{\partial E}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \Lambda}, \quad (11)$$

$f_{\max}$  — максимальное значение функции  $f(q)$ . Для дефектов типа дилатации и  $z_i = b$ ,  $\varphi_i = \pi$

$$f(q) = \sin \pi q \frac{q - 1/2}{[1 + (q - 1/2)^2]^2}$$

максимальна при  $q_{\max} \sim 0.748$ ,  $f_{\max} \sim 0.157$ . В пределе  $\sigma/\sigma_p \ll 1$  решения уравнения (10) и выражение для напряжения отрыва перегиба от точечного дефекта

$$\sigma_0 = 8f_{\max} W_0 b |z_i| \sigma_p / \pi^2 W_k a^2 \quad (12)$$

совпадают с соответствующими выражениями, полученными в работе [6]. Решение линеаризованного по отклонениям от стационарных точек  $q_1$  и  $q_2$  уравнения (8) имеет следующий вид:

$$\Lambda = \Lambda_i + A_i e^{k_i^i t} + B_i e^{k_2^i t},$$

где

$$k_{1,2}^i = -\frac{B}{2m} \pm \left( \left( \frac{B}{2m} \right)^2 + \frac{4\pi^2 \lambda_p}{\chi m a^2} \frac{\partial^2 E_i^i}{\partial x^2} \right)^{1/2},$$

$$\frac{\partial^2 E_i^i}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E [\varphi_0((x - \Lambda_i)/\lambda_p)]}{\partial x^2} \Big|_{x=0}.$$

Следовательно, стационарное решение уравнения (10)  $q_1(\sigma)$  на ветви с  $\partial^2 E_0^i / \partial x^2 < 0$ ,  $\varphi_i / 2\pi < q_1 < q_{\max}$ , устойчиво к малым флуктуациям, а решение  $q_2(\sigma)$  на ветви с  $\partial^2 E_0^i / \partial x^2 > 0$ ,  $q_{\max} < q < 1$ , неустойчиво. При  $\sigma \ll \sigma_0$  для дефектов типа (3) с  $z_i = b$

$$q_1 \approx \frac{1}{2} + \frac{\sigma}{\sigma_0} f_{\max}, \quad \Lambda_1 = -\pi \frac{\sigma}{\sigma_0} \lambda_p f_{\max},$$

$$q_2 \approx 1 - \frac{25f_{\max}\sigma}{8\pi\sigma_0}, \quad \Lambda_2 = \lambda_p \ln \left( \frac{25f_{\max}\sigma}{16\sigma_0} \right).$$

Для решения задачи о взаимодействии движущегося перегиба с точечным дефектом уравнение (8) следует дополнить начальными условиями. Первое из них следует из формул (5)

$$\Lambda(t) \Big|_{t \rightarrow -\infty} \rightarrow \infty. \quad (13)$$

Так как при  $t \rightarrow -\infty$  центр перегиба находится в бесконечности

$$\frac{d\varphi(0, t)}{dx} \Big|_{t \rightarrow -\infty} = 0.$$

Из (9) и (8) следует второе условие, задающее начальную скорость перегиба,

$$\dot{\Lambda}(t) \Big|_{t \rightarrow -\infty} = -2\pi T_0 \sigma / \chi \lambda_p B \sigma_p = v_n(\sigma). \quad (14)$$

Как и следовало ожидать, это выражение совпадает с (4) в нерелятивистском пределе ( $\mu^2 \ll \gamma^2$ ).

В работе [11] проведен анализ фазовых траекторий уравнения движения флаксона, взаимодействующего с микронеоднородностью в джозефсоновском переходе. Качественно этот анализ применим и к уравнению (8). В зависимости от внешнего напряжения возможны фазовые траектории двух типов. Для  $\sigma < \sigma_c$  в пределе  $t \rightarrow \infty$  переход попадает в устойчивое состояние равновесия  $q = q_1$ ,  $\dot{\Lambda} = 0$ , локализованное вблизи точечного де-

фекта. Для отрыва в этом случае необходимы термические флуктуации. Для  $\sigma > \sigma_c$  захвата перегиба точечным дефектом не происходит

$$\Delta(t)|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow -\infty, \dot{\Delta}(t)|_{t \rightarrow \infty} = v_{II}(\sigma).$$

Следовательно,  $\sigma = \sigma_c$  является пороговым напряжением установления диффузионного режима движения. Фазовая траектория, соответствующая этому напряжению, удовлетворяет уравнению ( $P = \dot{\Delta}(\Delta)$ )

$$P \frac{dP}{d\Delta} + \frac{B}{m} P + \frac{2\pi}{\gamma m} \left( \frac{T_0 \sigma}{\lambda_p \sigma_p} + \frac{2\pi \lambda_p}{a^2} \frac{\partial E}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) = 0 \quad (15)$$

и условиям

$$P(\Delta)|_{\Delta \rightarrow \infty} = v_{II}(\sigma), P(\Delta)|_{\Delta \rightarrow \Delta_2} = 0. \quad (16)$$

Фазовая траектория определяется двумя безразмерными параметрами  $\Gamma = \gamma (\chi/2\pi\varepsilon)^{1/2}$  и  $G = f_{\max} \sigma_s / \sigma_0$ . Здесь  $\varepsilon = \sigma_0 / f_{\max} \sigma_p$ . В уравнении (15) удобно перейти к переменным  $Q = 2P \sigma_p \sqrt{\pi \varepsilon}$  и  $q$ . Вместо (15) и (16) получим

$$Q \frac{dQ}{dq} = - \frac{1}{\lambda_p (dq/d\lambda)} [G - f(q) + \Gamma Q], \quad (15')$$

$$Q(0) = -G/\Gamma, Q(q_2) = 0. \quad (16')$$

Асимптотическое решение (15') для  $q \ll 1$  имеет следующий вид:

$$Q = -G/\Gamma + \alpha q, \quad (17)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{\Gamma + G/\Gamma} f'_q(0).$$

Для дефектов типа притяжения  $f'_q(0) < 0$ . При  $q_2 - q \ll 1$

$$Q = \nu(q_2 - q), \quad \nu = \frac{\Gamma}{2\beta} - \left( \left( \frac{\Gamma}{2\beta} \right)^2 + \frac{1}{\beta} f'_q(q_2) \right)^{1/2}, \quad \beta = \lambda_p \frac{dq}{d\Delta} \Big|_{q_2}. \quad (18)$$

Так как  $f'_q(q_2) < 0$ ,  $\nu > 0$ . Следовательно, функция  $Q(q)$  имеет минимум. Нетрудно показать, что  $q_{\min} < q_2 = \varphi_s/2\pi$ . Кроме этого,  $Q(q_2) < -G/\Gamma$ .

Проинтегрировав уравнение (15') с учетом (16') и учетом того, что вдали от центра перегиба изгиб дислокационной линии экспоненциально мал и поэтому

$$\lim_{\Delta \rightarrow \infty} \Delta q(\Delta) = 0,$$

получим точное трансцендентное уравнение для функции  $\Gamma(G)$

$$\Gamma = \frac{G^2}{2\Gamma^2} - G\Delta(q_2) + \frac{\pi}{2W_0} [E(q_2) - E(0)] - \frac{1}{\lambda_p} \int_0^{q_2} dq \Delta(q) (dQ/dq) \quad (19)$$

На рисунке приведена зависимость  $\Gamma(G)$  (кривая 1), полученная численным интегрированием уравнения (15') с граничными условиями (16'). Функция  $\Gamma(G)$  монотонно растет с ростом  $G$ ; производная  $d\Gamma/dG$  при  $G \rightarrow G_{\max}$  (т. е. при напряжении, стремящемся к напряжению статического отрыва) бесконечна, как и при захвате флаксона [11]. Для дефектов типа дилатации с  $z_s = b \Gamma_{\max} \simeq 0.63$ . Это означает, что в зависимости от температуры, высоты рельефа Пайерлса и энергии связи точечного дефекта с дислокацией возможны две ситуации.

1)  $\Gamma > \Gamma_{\max}$ . В этом случае для всех внешних напряжений  $\sigma$ , меньших  $\sigma_s$ , точечный дефект захватывает перегиб, т. е. всегда реализуется диффузионный режим движения.

2)  $\Gamma < \Gamma_{\max}$ . Каждому  $\Gamma < \Gamma_{\max}$  соответствует напряжение захвата  $\sigma_s = \sigma_0 G / G_{\max}$ ,  $G_{\max} = f_{\max}$ . При напряжениях, меньших  $\sigma_s$ , реализуется диффузионный режим движения, при больших — динамический. Отметим, что в кристаллах с высоким кристаллическим рельефом напряжения порядка напряжения Пайерлса из-за низкотемпературной хрупкости трудно достижимы. Из формулы (12) следует, что трудно достижимы и напряжения порядка  $\sigma_0$  — напряжения статического отрыва. Для оценки возможных значений  $\sigma_s$  воспользуемся следующими значениями параметров  $z_i = b$ ,  $W_0 / W_k \sim 0.5$ . При этом получим  $\varepsilon \sim 0.4$  и для  $\gamma \sim 0.1$  (алмазоподобные полупроводники при комнатных температурах)  $\Gamma \sim 0.18$ . Из рисунка следует, что  $\sigma_s \sim 0.4 \sigma_0$ . С понижением температуры уменьшаются коэффициент вязкого трения  $B$  и  $\sigma_s$ .

Из формулы (19) и кривой  $I$  на рисунке следует, что при  $\Gamma \rightarrow 0$   $G \rightarrow 0$ . Справедливость разложения (17) нарушается при малых  $\Gamma$ , когда  $G^2 / \Gamma^2 \ll 1$  и  $\Gamma \ll 1$ . Легко показать, что формула (19) справедлива и в этом случае; для получения главных членов разложения  $\Gamma(G)$  достаточно вычислить знаменатель в нулевом по  $\Gamma$  и  $G$  приближении.

Решение уравнения (15'), удовлетворяющее обоим граничным условиям (16') при  $\Gamma \rightarrow 0$ ,  $G^2 / \Gamma^2 \rightarrow 0$ , имеет следующий вид:

$$Q = -\sqrt{(\pi/W_0)} [E(q_2) - E(0)]. \quad (20)$$

Для дефектов типа дилатации в рассматриваемом приближении знаменатель в формуле (20) оценивался численно; при  $z_i = b$  и синусоидальном рельефе Пайерлса

$$I = -\frac{1}{\lambda_p} \int_0^1 dq \Lambda(q) (dQ/dq) \approx 4.2. \quad (21)$$

В рассматриваемом пределе  $\Gamma \rightarrow 0$ ,  $G^2 / \Gamma^2 \rightarrow 0$  зависимость напряжения захвата  $\sigma_s$  от коэффициента вязкости функционально та же, что и зависимость тока захвата флюксона микрозакороткой от сопротивления [11],

$$\Gamma = \left(\frac{G^2}{2I}\right)^{1/3} - \frac{G}{I} \left[\ln\left(\frac{25G}{16\pi}\right) - 1\right]. \quad (22)$$

Для того чтобы получить интерполяционную формулу, пригодную в широком диапазоне изменения параметров  $G$  и  $\Gamma$ , разобьем интеграл  $I$  на две части:

$$I = I_1 + I_2, \quad (23)$$

$$I_1 = -\int_0^{1/2} dq \Lambda(q) (dQ/dq), \quad I_2 = -\int_{1/2}^{q_2} dq \Lambda(q) (dQ/dq).$$

Для оценки  $I_1$  на интервале изменения  $q$   $0 < q < 1/2$  воспользуемся формулой (17); при  $U(\varphi)/U_0 = \sin \varphi$   $\Lambda(q) = -\ln \operatorname{tg}(\pi q/2)$ ; интеграл для  $I_1$  легко берется

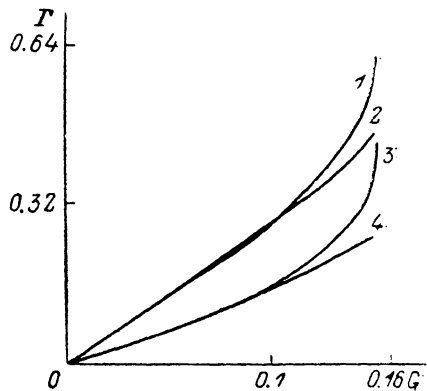
$$I_1 = 2\alpha \bar{G} / \pi. \quad (24)$$

Здесь  $\bar{G}$  — постоянная Каталана. На интервале  $1/2 < q < q_2$  функции  $\Lambda(q)$  и  $dQ/dq$  не меняют знака, причем, как указывалось выше,  $Q(1/2) < -G/\Gamma$ . По теореме о среднем

$$I_2 = \bar{Q} \Lambda(q_2). \quad (25)$$

Для оценки примем  $Q = -G/2\Gamma$ . Подставив (24) и (25) в (19), получим следующее приближенное выражение для  $\Gamma(G)$ :

$$\Gamma^2(G) = G \frac{G + R + \sqrt{(G + R)^2 + 2GN}}{N}, \quad (26)$$



где

$$N = 2.56\tilde{G} - 2R, \quad R = G \ln \operatorname{tg}(\pi q_2/2) + \pi [E(q_2) - E(0)]/W_0.$$

Вычисленная по формуле (25) зависимость  $\Gamma(G)$  приведена на рисунке (кривая 2).

## 2. Отталкивающие дефекты ( $E_1(\varphi)_i^1 < 0$ )

Из результатов работы [6] следует, что напряжение отрыва перегиба от точечного дефекта не зависит от его ориентации (знака  $z_i$ ). Ниже показано, что для  $\sigma_0$  это не так и что напряжение захвата перегиба отталкивающим дефектом выше, чем притягивающим. Приведем вкратце анализ фазовой траектории, отвечающей случаю  $E(\varphi) < 0$ . Ограничимся дефектами типа дилатации с  $z_i = -b$  в синусоидальном рельефе.

Уравнение (10) при  $\sigma < \sigma_0$  имеет два решения, причем  $q_1(\sigma)$  на ветви с  $f'_q > 0$  устойчиво,  $0 < q_1 < q_{\max}$ , а  $q_2(\sigma)$  на ветви с  $f'_q < 0$  неустойчиво,  $q_{\max} < q_2 < 1/2$ . Для рассматриваемого случая  $q_{\max} \sim 0.252$ . При  $G \rightarrow 0$   $q_2 \rightarrow 1/2$ . Разложение функции  $Q(q)$  по малым  $q$

$$Q = -\frac{G}{\Gamma} + \alpha_1 q, \quad \alpha_1 = \frac{8\pi}{25} \frac{\Gamma}{G + \Gamma^2} \quad (27)$$

справедливо при

$$q \ll q_0 = \frac{25}{8\pi} \frac{G}{\Gamma^2} (G + \Gamma^2).$$

Формула (19) для  $\Gamma(G)$  применима и при  $E(\varphi) < 0$ . Нетрудно показать, что функции  $dQ/dq$  и  $\Lambda(q)$  на интервале  $0 \leq q \leq q_2$  не меняют знак. Следовательно, интеграл (23) при любых  $G$  и  $\Gamma$  не равен нулю. Основной вклад в  $I(G, \Gamma)$  дают малые  $q$ . Для того чтобы получить качественно верную зависимость  $\Gamma(G)$ , воспользуемся при вычислении  $I(G, \Gamma)$  приближением (27); верхний предел интегрирования положим равным  $1/2$ . Получим

$$I \approx -\frac{2\tilde{G}}{\pi} \alpha_1, \quad \Gamma_2 = -G \frac{G + R_1 + \sqrt{(G + R_1)^2 - 2GN_1}}{N_1}, \quad (28)$$

где

$$N_1 = 2.56\tilde{G} + 2R_1,$$

$$R_1 = 2G \cdot \ln \operatorname{tg} \frac{\pi q_2}{2} + \pi [E(q_2) - E(0)]/W_0.$$

При  $G \ll 1$   $\Gamma \sim G$ , как и в [11].

На рисунке приведены зависимости  $\Gamma(R)$ , полученные при численном интегрировании уравнения (15') с граничными условиями (16') (кривая 3) и при расчете по формуле (28) (кривая 4) для  $E(\varphi) < 0$ . Для дефектов типа дилатации с  $z_i = -b$   $\Gamma_{\max} \sim 0.425$  и меньше, чем соответствующее значение для  $z_i = b$ .

Из сравнения кривых 3, 4 с 1 и 2 можно сделать вывод, что переход от диффузионного преодоления перегибом точечных дефектов к динамическому лимитируется отталкивающими дефектами. Учет рассмотренных в работе особенностей движения дислокаций наиболее существен при низкотемпературной деформации, когда величина напряжения захвата  $\sigma_0$  может быть значительно меньше, чем  $\sigma_0$ ; кроме этого, при низких температурах скорость дислокации в условиях динамического разупрочнения  $V \sim \exp(-E_2/2T)$  значительно превосходит скорость  $V \sim \exp[-(E_2 + E_1)/2T]$  диффузионно движущихся дислокаций.

- [1] Ерофеева С. А., Осипьян Ю. А. // Динамика дислокаций. Киев, 1975. С. 26—30.
- [2] Бондаренко И. К., Ерофеев В. Н., Никитенко В. И. // Динамика дислокаций. Киев, 1975. С. 42—48.
- [3] Patel Y. R., Testardi L. R. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30. N 1. P. 3—6.
- [4] Patel Y. R., Testardi L. R., Freeland P. E. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3548—3557.
- [5] Хирт Дж., Логс И. Теория дислокаций. М., 1972. 599 с.
- [6] Петухов Б. В. // ФММ. 1983. Т. 56. № 6. С. 1177—1185.
- [7] Петухов Б. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. № 4. С. 708—714.
- [8] Büttiker M., Landauer R. // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. N 3. P. 1397—1410.
- [9] Кулик И. О., Янсон И. К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М., 1970. 272 с.
- [10] McLaughlin D. W., Scott A. C. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 4. P. 1652—1680.
- [11] Кившарь Ю. С., Маломед Б. А., Непомнящий А. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 356—365.

Донецкий физико-технический институт АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
4 июля 1989 г.