

Ориентационный эффект динамического взаимодействия круговых дислокационных петель с движущейся краевой дислокацией

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина
Донецкий национальный технический университет,
83000 Донецк, Украина

E-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 15 октября 2007 г.
В окончательной редакции 17 января 2008 г.)

Теоретически исследовано скольжение краевой дислокации в кристалле, содержащем круговые дислокационные петли. Получено аналитическое выражение для силы торможения дислокации различными типами дислокационных петель и показано, что эта сила существенно зависит от ориентации вектора Бюргерса неподвижных дислокационных петель относительно линии движущейся дислокации. Отношение силы торможения при параллельном расположении векторов Бюргерса петель и линии скользящей дислокации F_{\parallel} к такой же силе при их перпендикулярном расположении F_{\perp} определяется выражением $(F_{\parallel}/F_{\perp}) = K(v/c)^2$, где v — скорость дислокационного движения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, K — безразмерный коэффициент, по порядку величины равный отношению концентраций петель с параллельной и перпендикулярной ориентациями вектора Бюргерса.

PACS: 61.72.Lk, 61.72.Bb

Дислокационные петли, которые могут образовываться в кристалле, например при радиационном облучении материалов [1], отжиге и закалке [2], оказывают существенное влияние на скольжение прямолинейных дислокаций, а следовательно, и на механические свойства кристаллов [3]. Исследованию дислокационных петель посвящено значительное количество работ (см., например, [3–8]). Наиболее полное теоретическое исследование этих дефектов выполнено в [4–7].

Область скоростей движения дислокаций в кристалле, как известно, можно разделить на две [9]: область термоактивированного движения, в которой локальные барьеры, создаваемые дефектами, преодолеваются с помощью термических флуктуаций, и динамическую область, в которой кинетическая энергия дислокационного движения превосходит энергию взаимодействия с локальными препятствиями, а потому движение дислокации может быть описано динамическими уравнениями. Хотя динамическая область начинается при высоких скоростях движения $v \geq 10^{-2}c$, где c — скорость распространения поперечных звуковых волн, однако, как отмечалось в [10], динамические механизмы диссипации могут играть довольно существенную роль и при флуктуационном преодолении барьеров движущейся дислокацией. К тому же для мягких металлов (медь, цинк, алюминий, свинец и т.д.) область высоких скоростей скольжения начинается при сравнительно низком уровне внешних напряжений.

Взаимодействие одиночной дислокации с фонами в динамической области подробно проанализировано в обзоре [9], с электронами проводимости — в обзоре [10], с точечными дефектами — в работах [11–15]. Динамическое взаимодействие дислокации с дислокационными петлями, насколько нам известно, пока не изучалось.

Как известно [3], дислокационные петли делятся на призматические, у которых вектор Бюргерса перпендикулярен плоскости петли, и петли скольжения, у которых этот вектор принадлежит плоскости.

Целью настоящей работы является исследование динамической области скольжения краевой дислокации в упругом поле круговых дислокационных петель, как призматических, так и петель скольжения.

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v . Линия дислокации параллельна оси OY , а ее вектор Бюргерса параллелен оси OX . Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOY , а ее положение определяется функцией

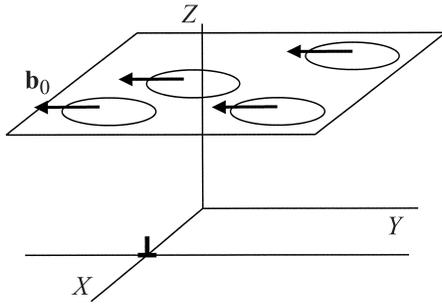
$$X(z = 0, y, t) = vt + w(z = 0, y, t), \quad (1)$$

где функция $w(z = 0, y, t)$ является случайной величиной, описывающей колебания элементов краевой дислокации в плоскости скольжения относительно невозмущенной дислокационной линии.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид:

$$m \left\{ \frac{\partial X^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} \right\} = b[\sigma_0 + \sigma_{xz}(vt + w; y)] - B \frac{\partial X}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь σ_{xz} — компонента тензора напряжений, создаваемых дислокационными петлями на линии дислокации, $\sigma_{xz} = \sum_{i=1}^N \sigma_{xz,i}$, N — число петель в кристалле, b — модуль вектора Бюргерса дислокации, m — масса единицы длины дислокации, B — константа демпфирования,



Движение краевой дислокации в упругом поле круговых дислокационных петель.

обусловленная фоновыми, магннными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. Как и в работе [11–15], влиянием константы демпфирования на величину силы торможения дислокации петлями можно пренебречь в силу малости безразмерного параметра $\alpha = Bbv/(mc^2)$, а этот параметр, согласно оценкам [11], является малым в подавляющем большинстве случаев.

Воспользовавшись результатами работы [12], запишем силу динамического торможения дислокации круговыми дислокационными петлями в виде

$$F = \frac{n_s b^2}{4\pi m} \int dq_x dq_y |q_x| |\sigma_{xz}(q_x, q_y, z)|^2 \delta(q_x^2 v^2 - q_y^2 c^2), \quad (3)$$

где n_s — число дислокационных петель, приходящихся на единицу площади, $\delta(q_x^2 v^2 - q_y^2 c^2)$ — δ -функция Дирака.

Сначала проанализируем случай, когда все дислокационные петли находятся в одной плоскости $z = \text{const}$, параллельной плоскости скольжения дислокации. Для простоты будем считать, что все петли одинаковы, имеют форму окружности радиуса a и вектор Бюргерса $\mathbf{b}_0 = -b\mathbf{e}_y$, т.е. параллельный линии дислокации (см. рисунок). Так как эти векторы Бюргерса находятся в плоскости своих петель, такие дислокационные петли являются петлями скольжения.

Для определения силы динамического торможения дислокации необходимо вычислить Фурье-образ тензора напряжений, создаваемых дислокационной петлей. Воспользовавшись результатом работы [6], необходимую нам компоненту тензора напряжений, созданных дислокационной петлей, запишем в виде

$$\sigma_{xz}(\mathbf{r}) = \frac{\mu b_0 \sin \varphi \cos \varphi}{2(1-\gamma)} \left[\frac{|z|}{a^2} J(1, 0; 2) - \frac{2|z|}{a\rho} J(1, 1; 1) - \frac{\gamma}{a} J(1, 0; 1) + \frac{2\gamma}{\rho} J(1, 1; 0) \right]. \quad (4)$$

Здесь γ — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига, $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$,

$J(m, n; p)$ — интегралы Лифшица–Ханкеля, задаваемые соотношением

$$J(m, n; p) = \int_0^\infty J_m(k) J_n\left(k \frac{\rho}{a}\right) \exp\left(-k \frac{|z|}{a}\right) k^p dk, \quad (5)$$

$J_m(k)$ — функция Бесселя. Формула (3) получена с использованием преобразования Фурье, определяемого соотношением

$$f(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint f(q_x, q_y, z) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) dq_x dq_y. \quad (6)$$

Вычислим Фурье-образ необходимой компоненты тензора напряжений, создаваемых дислокационной петлей. Выполняя интегрирование по координатам x и y , получим искомый Фурье-образ в виде

$$\sigma_{xz}(q_x, q_y, z) = \pi \mu b_0 a J_1(qa) \frac{q_x q_y}{q^2} \exp(-q|z|) \left(\frac{q|z| - \gamma}{1 - \gamma} \right), \quad (7)$$

где $J_1(qa)$ — функция Бесселя первого рода, $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$. Производя необходимые вычисления, получим выражение для силы торможения дислокации дислокационными петлями

$$F_{\parallel} = \beta \frac{v}{c} [\Phi_1(z) - 16\gamma \Phi_2(z) + 16\gamma^2 \Phi_3(z)], \quad (8)$$

$$\Phi_1(z) = \frac{t^2 k}{(1-k^2)^2} [2k^2 (4k^4 t^2 - 2(1-k^2)) E(k) + (1-k^2) (8(1-k^2) - 4k^2 t^2 (2-k^2)) K(k)], \quad (9)$$

$$\Phi_2(z) = \frac{t^2 k}{1-k^2} [(2-k^2) E(k) - 2(1-k^2) K(k)], \quad (10)$$

$$\Phi_3(z) = \frac{1}{k} [(2-k^2) K(k) - 2E(k)], \quad (11)$$

$$\beta = \frac{n_s a (\mu b b_0)^2}{64 m c^2 (1-\gamma)^2}, \quad k = \frac{a}{\sqrt{z^2 + a^2}}, \quad t = \frac{z}{a}. \quad (12)$$

Здесь $E(k)$ и $K(k)$ — полные эллиптические интегралы. Индекс \parallel в выражении для силы торможения означает, что векторы Бюргерса петель параллельны линии дислокации. Как увидим в дальнейшем, именно их взаимная ориентация определяет характер скоростной зависимости силы торможения. Из полученных формул следует, что в случае, когда векторы Бюргерса дислокационных петель параллельны линии дислокации, сила динамического торможения дислокации линейно зависит от скорости дислокационного скольжения. Рассмотрим предельные случаи. Проанализируем силу торможения при большом расстоянии между плоскостью скольжения дислокации и плоскостью, содержащей дислокационные петли, т.е. при $z \gg a$. При этом в формулах (8)–(12) k стремится к нулю. Однако технически проще использовать в данном случае не конечные формулы, поскольку в них для получения результата разложение по параметру k придется выполнять до второго порядка, а

исходные формулы (3) и (7). Благодаря наличию экспоненты $\exp(-q|z|)$ существенная область интегрирования определяется значениями $1 \geq q|z|$, и поскольку $z \gg a$, получаем $1 \gg qa$. Следовательно, можно заменить функцию Бесселя ее асимптотическим выражением при малых значениях аргумента $J_1(qa) \approx qa/2$. В этом случае получаем легко вычисляемый интеграл от элементарных функций, который дает следующее выражение для силы торможения дислокации:

$$F_{\parallel} = \frac{\pi n_S (\mu b b_0)^2 a^4 v}{64 m c^3 z^3} \left[\frac{3(1-\gamma) + \gamma^2}{(1-\gamma)^2} \right]. \quad (13)$$

Для грубых качественных оценок можно использовать приближенное выражение для массы дислокации $m \approx \rho b^2$ [8], где ρ — плотность кристалла, а также учесть, что выражение в квадратных скобках в (13) составляет величину порядка единицы. Введем также безразмерную концентрацию петель $n_{0S} = n_S a^2$. С учетом этих упрощений, а также того, что $c^2 = \mu/\rho$, получим

$$F_{\parallel} = B_0 v, \quad B_0 = \frac{\pi n_{0S} \mu b_0^2 a^2}{64 z^3 c}. \quad (14)$$

Если же петли будут расположены в плоскостях $z = L$ и $z = -L$, т.е. симметрично относительно плоскости скольжения, $L \gg a$ и плотность петель в этих плоскостях одинакова, то сила торможения, естественно, возрастает в 2 раза:

$$F_{\parallel} = \frac{\pi n_S (\mu b b_0)^2 a^4 v}{32 m c^3 L^3} \psi \equiv F_2; \quad \Psi = \frac{3(1-\gamma) + \gamma^2}{(1-\gamma)^2}. \quad (15)$$

Рассмотрим теперь случай, когда дислокационные петли расположены в эквидистантных плоскостях, расстояние между которыми значительно превосходит радиус петли ($L \gg a$), и концентрация петель во всех плоскостях одинакова. Так как в этом случае выражения для сил, действующих на дислокацию со стороны петель каждой плоскости, отличаются только расстояниями до плоскости скольжения дислокации (см. (13)), а расстояние до n -й плоскости $z = nL$, вычисление полной силы торможения, действующей на краевую дислокацию, сведется к суммированию обобщенного гармонического ряда $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} = \xi(3) \approx 1.2$. Таким образом, полная сила торможения в этом случае $F_{\parallel} = 1.2 F_2$, т.е. основной вклад в торможение дислокации вносят петли двух ближайших плоскостей, а вклад всех остальных петель в этом случае составляет всего 20%.

Исходная формула для вычисления силы торможения была получена с использованием приближения малых колебаний (возбуждение малых колебаний дислокации в плоскости ее скольжения и является исследуемым механизмом диссипации), т.е. во втором порядке теории возмущений, а потому необходимо отслеживать применимость этого приближения в каждом конкретном

случае. Формулы (14), (15) справедливы при условии

$$\frac{z}{a} \gg \frac{v}{c} \sqrt{n_{0S}}. \quad (16)$$

Поскольку в данной работе рассматриваются только дозвуковые скорости $v \ll c$ и безразмерная концентрация также значительно меньше единицы, для $z \gg a$ условие (16) выполняется.

Рассмотрим теперь случай малых расстояний $z \ll a$. Тогда в формулах (8)–(12) параметр $k \rightarrow 1$, функция $E(k)$ также стремится к единице, а $K(k) \approx \ln \frac{4}{\sqrt{1-k^2}}$. С учетом этого выражение для силы торможения примет вид $F_{\parallel} = B_{\parallel} v$, где

$$B_{\parallel} = \frac{n_S a (\mu b b_0)^2}{4 m c^3} \left(\frac{\gamma}{1-\gamma} \right)^2 \ln \frac{4a}{|z|} \approx \frac{n_{0S} \mu b_0^2}{4 a c} \ln \frac{4a}{|z|}. \quad (17)$$

Правое выражение в (17) получено с учетом тех же допущений, что и формула (14). Применимость и левого (точного), и правого (приближенного) выражений в (17) определяется следующим условием:

$$\frac{a}{z} \gg n_{0S} \left(\frac{v}{c} \right)^2. \quad (18)$$

Поскольку $v \ll c$ и $n_{0S} \ll 1$, в области расстояний $z \ll a$ условие (18) выполняется.

Перейдем теперь к анализу взаимодействия дислокации с петлями, векторы Бюргера которых тоже находятся в плоскости петель, но перпендикулярны линии дислокации, а их направление совпадает с отрицательным направлением оси Ox , т.е. $\mathbf{b}_0 = -b\mathbf{e}_x$. Такие петли также являются петлями скольжения. Необходимая нам компонента тензора напряжений в этом случае, согласно [6], описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \sigma_{xz}(\mathbf{r}) = & \frac{\mu b_0}{2(1-\gamma)} \left[\frac{|z|}{a^2} \cos^2 \varphi J(1, 0; 2) \right. \\ & + (\sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi) \frac{|z|}{a\rho} J(1, 1; 1) \\ & + \frac{\gamma}{\rho} (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) J(1, 1; 0) \\ & \left. - \frac{\gamma}{a} \cos^2 \varphi J(1, 0; 1) - \frac{1-\gamma}{a} J(1, 0; 1) \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

Вычислим Фурье-образ данной компоненты тензора напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_{xz}(q_x, q_y, z) = & \pi \mu b_0 a J_1(qa) \exp(-q|z|) \\ & \times \left(\frac{q_x^2}{q^2} \left(\frac{q|z| - \gamma}{1-\gamma} \right) - 1 \right). \quad (20) \end{aligned}$$

Если все петли будут находиться в одной плоскости $z = \text{const}$, то сила динамического торможения определяется следующим выражением:

$$F_{\perp}^g = \beta \frac{c}{v} [\Phi_1(z) - 16\Phi_2(z) + 16\Phi_3(z)]. \quad (21)$$

Необходимость введения верхнего индекса для силы торможения в (21) (g — от „glide“ (скользить)) связана

с тем, что петля, вектор Бюргера которой перпендикулярен линии дислокации, может быть как петлей скольжения, если этот вектор принадлежит плоскости скольжения петли, так и призматической петлей (вектор \mathbf{b}_0 перпендикулярен плоскости скольжения). В обоих случаях, как показано далее, скоростная зависимость силы торможения имеет одинаковый характер, однако коэффициенты пропорциональности будут различаться. Что же касается петель, для которых вектор \mathbf{b}_0 параллелен линии дислокации, то в рассматриваемой нами задаче они могут быть только петлями скольжения, поэтому введение второго индекса для них необязательно.

Проанализируем теперь предельные случаи. Для больших расстояний ($z \gg a$) получим

$$F_{\perp}^g = \frac{\pi n_S (\mu b b_0)^2 a^4}{64 m v c z^3 (1 - \gamma)^2} \approx \frac{\pi n_{0S} \mu b_0^2 a^2 c}{64 z^3 v}. \quad (22)$$

Правая формула в выражении (22) получена с использованием тех же упрощений, что и формула (14). Если же петли будут располагаться в двух симметричных плоскостях $z = L$ и $z = -L$ ($L \gg a$) с одинаковой плотностью, то сила торможения, как и в предыдущем случае, увеличится в 2 раза; она возрастает еще в 1.2 раза, если петли будут находиться в эквидистантных плоскостях на расстоянии $L \gg a$ друг от друга. Формула (22) справедлива при выполнении условия

$$\frac{z}{a} \gg \frac{c}{v} \sqrt{n_{0S}}. \quad (23)$$

Для $z \approx 10a$ и $v \approx 10^{-1}c$ это условие выполняется при любых значениях концентрации. Для $z \approx 10a$ и $v \approx 10^{-2}c$ справедливость полученной формулы ограничивается значениями концентрации $n_{0S} \leq 10^{-4}$. Если же $z \approx 100a$, условие применимости выполняется для любых значений концентрации и для скоростей $v \geq 10^{-2}c$, т.е. практически для всех скоростей, соответствующих движению в динамической области.

Перейдем к анализу взаимодействия на малых расстояниях $z \ll a$. В этой области сила торможения равна

$$F_{\perp}^g = \frac{n_S (\mu b b_0)^2 a}{4 m v c (1 - \gamma)^2} \ln \frac{4a}{z} \approx \frac{n_{0S}}{4} \mu b_0 \frac{c}{v} \frac{b_0}{a} \ln \frac{4a}{z}. \quad (24)$$

Полученная формула справедлива при выполнении условия

$$\frac{a}{z} \gg n_{0S} \left(\frac{c}{v} \right)^2. \quad (25)$$

Для $z \approx 10^{-1}a$ и $v \approx 10^{-1}c$ данное условие выполняется при $n_{0S} \leq 10^{-2}$; для $z \approx 10^{-2}a$ и $v \approx 10^{-2}c$ допустимы значения концентрации $n_{0S} \leq 10^{-3}$, для $z \approx 10^{-2}a$ и $v \approx 10^{-1}c$ допустимы любые значения концентрации.

Сравним теперь силу торможения дислокации петлями скольжения, векторы Бюргера которых параллельны

линии дислокации, т.е. F_{\parallel} , и силу торможения петлями скольжения, у которых векторы Бюргера перпендикулярны дислокационной линии, т.е. F_{\perp}^g . Отношение этих сил определяется выражением

$$\frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}^g} = K_g \frac{v^2}{c^2}. \quad (26)$$

Коэффициент K_g зависит от концентраций петель с различной ориентацией вектора Бюргера, а также от упругих модулей кристалла и несколько различается для больших и малых расстояний. Так, если все петли находятся в одной плоскости $z = \text{const}$, $z \gg a$ или в эквидистантных плоскостях, расстояние между которыми $L \gg a$, данный коэффициент определяется выражением

$$K_g = \frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}} (\gamma^2 + 3(1 - \gamma)). \quad (27)$$

Если же $z \ll a$, коэффициент пропорциональности имеет вид

$$K_g = \frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}} \gamma^2. \quad (28)$$

Поскольку в приведенных формулах концентрации петель вводятся в виде отношения, очевидно, не имеет значения, в каком виде они используются — в размерном или безразмерном. Если же концентрации петель одинаковы, коэффициент зависит только от упругих модулей кристалла и является величиной порядка единицы.

Проанализируем теперь взаимодействие дислокации с призматическими дислокационными петлями, т.е. с петлями, у которых вектор Бюргера $\mathbf{b}_0 = -b\mathbf{e}_z$ перпендикулярен линии дислокации. Тогда нужная нам компонента тензора деформаций имеет вид

$$\sigma_{xz}(\mathbf{r}) = -\frac{\mu b_0 z \cos \varphi}{2(1 - \gamma)a^2} J(1, 1; 2). \quad (29)$$

В этом случае Фурье-образ может быть описан как

$$\sigma_{xz}(q_x, q_y, z) = -\frac{i\pi\mu b_0 a}{1 - \gamma} |z| J_1(qa) q_x \exp(-q|z|). \quad (30)$$

Выражение для силы торможения краевой дислокации такими петлями имеет вид

$$F_{\perp}^p = \beta \frac{c}{v} \Phi_1(z). \quad (31)$$

Верхний индекс p в данном случае означает, что петли с перпендикулярным вектором Бюргера являются призматическими. В случае больших расстояний эта сила описывается выражением

$$F_{\perp}^p = \frac{3\pi n_S (\mu b b_0)^2 a^4}{64 m v c z^3 (1 - \gamma)^2} \approx \frac{3\pi n_{0S} \mu b_0^2 a^2 c}{64 z^3 v}. \quad (32)$$

Эта формула почти совпадает с формулой (22) и отличается от нее лишь численным коэффициентом. Как и в предыдущем случае, наличие петель в двух симметричных плоскостях удваивает силу торможения,

а их расположение в эквидистантных плоскостях приводит к возрастанию этой силы в 1,2 раза. Условие применимости этой формулы совпадает с приведенным выше условием (23).

В случае малых расстояний выражение для силы торможения имеет вид

$$F_{\perp}^p = \frac{n_s(\mu b b_0)^2 a}{16 m v c (1 - \gamma)^2} \approx \frac{n_{0s}}{16} \mu b_0 \frac{c}{v} \frac{b_0}{a}. \quad (33)$$

Эта формула справедлива при выполнении условия

$$\frac{a}{z} \gg \sqrt{n_{0s}} \frac{c}{v}. \quad (34)$$

Для значений $z \approx 10^{-1} a$ и $v \approx 10^{-1} c$ данное условие выполняется при $n_{0s} \leq 10^{-2}$; если $z \approx 10^{-1} a$ и $v \approx 10^{-2} c$, то допустимы значения концентрации $n_{0s} \leq 10^{-4}$; для $z \approx 10^{-2} a$ и $v \approx 10^{-1} c$ возможны любые значения концентрации.

Сравним теперь силу торможения дислокации петлями, у которых векторы Бюргера параллельны линии дислокации, с силой торможения призматическими петлями, у которых векторы Бюргера перпендикулярны не только линии дислокации, но и плоскости дислокационного скольжения. Взяв отношение этих сил, получим выражение, подобное (25) и отличающееся от него лишь видом коэффициента пропорциональности

$$\frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}^p} = K_p \frac{v^2}{c^2}. \quad (35)$$

Вид коэффициента K_p также различен для разных пространственных областей

$$K_p = \frac{n_{\parallel} \gamma^2 + 3(1 - \gamma)}{n_{\perp}} \quad (z \gg a), \quad (36)$$

$$K_p = 4 \frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}} \gamma^2 \ln \frac{4a}{z} \quad (z \ll a). \quad (37)$$

Если же петли располагаются в кристалле хаотически, а именно их плоскости параллельны плоскости скольжения дислокации, а центры распределены в объеме случайным образом, отношение соответствующих сил также описывается формулами типа (26) и (35). Точное аналитическое выражение коэффициентов получить в этом случае довольно сложно, однако по порядку величины они равны отношению соответствующих объемных концентраций, а в случае равенства этих концентраций являются величинами порядка единицы.

Таким образом, скоростная зависимость силы торможения краевой дислокации дислокационными петлями определяется не типом этих петель (призматические или петли скольжения), а взаимной ориентацией линии скользящей краевой дислокации и вектора Бюргера петли: если они параллельны, сила торможения линейно зависит от скорости скольжения; если перпендикулярны — обратно пропорциональна этой скорости.

Выполним некоторые численные оценки. Пусть векторы Бюргера петель параллельны линии дислокации. Воспользуемся формулой (17). Для значений $n_{0s} \approx 10^{-2}$, $\mu \approx 5 \cdot 10^{10}$ Па, $b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м, $a \approx 10b$ получим $B_{\parallel} \approx 10^{-6}$ Па·с. Эта величина по порядку соизмерима с коэффициентом торможения дислокации электронами проводимости в нормальных металлах, поэтому для приведенных здесь численных значений такой механизм диссипации может доминировать только в области низких температур $T < 25$ К. Если же векторы Бюргера петель перпендикулярны линии дислокации, то, согласно (26), $F_{\perp}^s \approx (c^2/v^2)F_{\parallel}$, т.е. сила торможения возрастает в v^2/c^2 . Такие петли будут оказывать существенное влияние на динамику дислокаций даже при комнатных температурах. Однако, поскольку при этом сила торможения петлями обратно пропорциональна скорости скольжения, стационарное движение дислокации может быть реализовано лишь при наличии квазивязких сил торможения, обусловленных фоновыми или иными механизмами диссипации, причем только при выполнении условия $Bv > F_{\perp}^s$, которое накладывает ограничение на минимальное значение скорости стационарного движения дислокации.

Полученные результаты могут быть полезными при исследовании пластической деформации кристаллов, содержащих дислокационные петли.

Список литературы

- [1] В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. ФТТ **47**, 463 (2005).
- [2] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 643 с.
- [3] Д. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Наука, М. (1972). 599 с.
- [4] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. Письма в ЖТФ **33**, 20, 73 (2007).
- [5] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, В.В. Чалдышев. ФТТ **49**, 633 (2007).
- [6] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. ФТТ **45**, 1627 (2003).
- [7] V.V. Chaldyshev, A.L. Kolesnikova, N.A. Bert, A.E. Romanov. J. Appl. Phys. **97**, 024309 (2005).
- [8] А.М. Косевич. Дислокации в теории упругости. Наук. думка, Киев (1978). 220 с.
- [9] В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. УФН **115**, 1 (1975).
- [10] М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик. УФН **111**, 655 (1973).
- [11] V.D. Natsik, K.A. Chishko. Cryst. Res. Technol. **19**, 763 (1984).
- [12] V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik. Phys. Status Solidi B **143**, 425 (1987).
- [13] В.В. Малашенко. ФТТ **29**, 1614 (1987).
- [14] В.В. Малашенко. ФТТ **32**, 645 (1990).
- [15] В.В. Малашенко. ФТТ **49**, 78 (2007).