

УДК 548.4 : 539.2

© 1991

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ И ДВИЖЕНИЯ КИНКОВ НА ДИСЛОКАЦИЯХ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ

Ю. Л. Иуних, В. И. Никитенко, В. И. Орлов,
Б. Я. Фарбер

Представлены результаты исследования закономерностей движения индивидуальных 60-градусных дислокаций в монокристаллах германия в условиях периодического импульсного нагружения. Определены зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульсов нагрузки и пауз между ними. Проведено сопоставление полученных данных с результатами расчетов, учитывающих процессы образования пар кинков в поле напряжений и их релаксации при разгрузке кристалла. Выявлены расхождения между экспериментальными данными и предсказаниями теорий, рассматривающих эти процессы в идеальном рельефе Пайерлса, а также рельефе, модифицированном потенциальными барьерами, создаваемыми точечными дефектами. Обсуждаются возможные причины обнаруженных противоречий.

Исследования подвижности дислокаций ведутся уже многие годы и имеют важное практическое значение. Вместе с тем дислокации в кристаллах с глубоким потенциальным рельефом представляют удобный объект для исследования нелинейных явлений. Наряду с малыми колебаниями дислокации в долине Пайерлса — локализованными на ней одномерными фононами — обязательным элементом ее структуры являются кинки или топологические солитоны. Движение дислокации в рамках этих представлений происходит путем зарождения на ней нелинейных возбуждений солитонного типа, их эволюции и распада на пары кинков, которые в последующем расширяются под действием приложенного напряжения и аннигилируют с кинками из смежных пар [1-3]. Теория этих процессов детально разработана в разных приближениях [1-7]. Однако экспериментальное изучение элементарных актов процесса движения дислокации долгое время не удавалось осуществить.

В последние годы был развит новый метод экспериментального изучения кинетики формирования и движения кинков на дислокациях в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса с использованием периодического импульсного нагружения [8]. Проведенные этим методом эксперименты на образцах кремния с индивидуальными дислокациями выявили парадоксальное расхождение с предсказаниями теории [1]. При определенных значениях длительностей импульсов нагрузки t_i и пауз t_p между ними пробеги дислокаций уменьшались до нуля, тогда как, согласно теории, это изменение в условиях проведенного эксперимента должно было составлять всего 40 % максимальной величины [9].

В работе [10] было сделано предположение, что столь сильное уменьшение пробегов может быть обусловлено взаимодействием дислокации с окружающими ее точечными дефектами. Это взаимодействие ведет, в частности, к накоплению и перераспределению собственных точечных дефектов и примесных атомов в окрестности ядра дислокации и уменьшению ее энергии в исходной долине потенциального рельефа (рис. 1, а, б). В результате этого при напряжениях, меньших, чем напряжение отрыва

от примеси, дислокация стремится вернуться в исходную долину потенциального рельефа.

Таким образом, градиент концентрации точечных дефектов в направлении скольжения дислокации приводит к формированию стартовых напряжений для ее движения σ_{st} [11], что делает энергетически невыгодным расширение пар кинков при напряжениях $\sigma < \sigma_{st}$ (рис. 1, а, кривая 1) и обеспечивает повышенную скорость их релаксации к центрам зарождения. В этой связи представляет интерес проведение экспериментов по

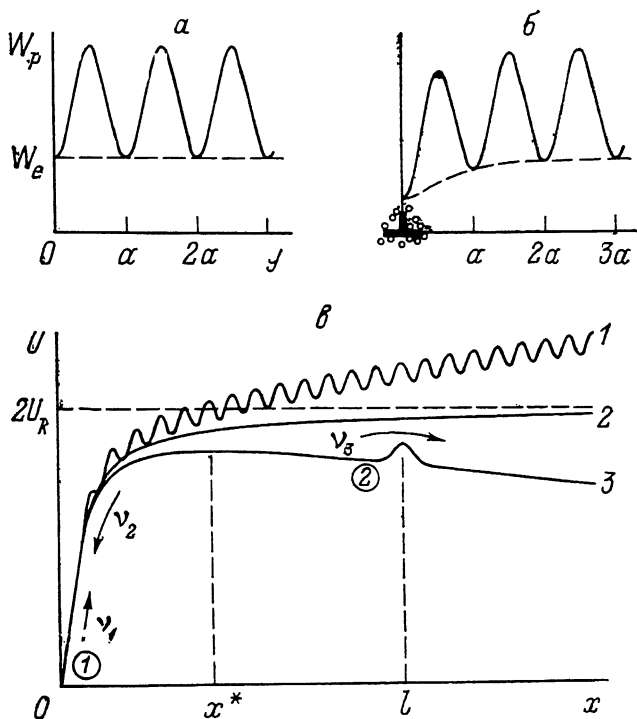


Рис. 1. Схема зависимости энергии дислокации в идеальном рельефе Пайерлса (а) и искаженном взаимодействии дислокации с примесной атмосферой (б); свободная энергия пары кинков в зависимости от ее размера (в): при учете стартовых напряжений и вторичного рельефа Пайерлса ($\sigma < \sigma_{st}$) — (1), в идеальном потенциальном рельефе ($\sigma = 0$) — (2), в модели Челли—Орлова ($\sigma > 0$) — (3).

Цифрами в кружках показаны состояния дислокации, рассматриваемые в системе уравнений (2).

периодическому импульсному нагружению на кристаллах, где нет стартовых напряжений для движения дислокаций, и сопоставление с результатами, полученными на образцах кремния. В качестве такого материала удобно использовать слаболегированный германий, подвижность дислокаций в котором также детально исследована [4, 12–14]. Поэтому представляло интерес изучить динамику формирования и движения кинков на дислокациях в этом материале в области относительно высоких напряжений, где зависимости скоростей дислокаций в кристаллах германия и кремния от напряжения подобны. В настоящей статье представлены результаты такой работы.

1. Методика эксперимента

Эксперименты проводились на образцах германия *n*-типа, вырезанных из бездислокационных слитков. Кристаллы выращены методом Чохральского и легированы при выращивании сурьмой до удельного сопротивления 0.4 Ом·м. Образцы имели форму прямоугольных призм с ориентацией ребер $[1\bar{1}0]$, $[11\bar{2}]$, $[111]$ и размерами 35×4×1 мм. Индивидуальные дис-

локации вводились от уколов алмазной пирамидкой и выявлялись избыточным химическим травлением.

Для получения информации о режимах движения кинка при разных движущих силах использован метод периодического импульсного нагружения [8-10]. Метод заключается в исследовании закономерностей движения индивидуальных дислокаций под действием последовательности импульсов напряжения σ_i , разделенных паузами, когда приложенное напряжение $\sigma_p = 0$. Длительность одиночного импульса соизмерима со сред-

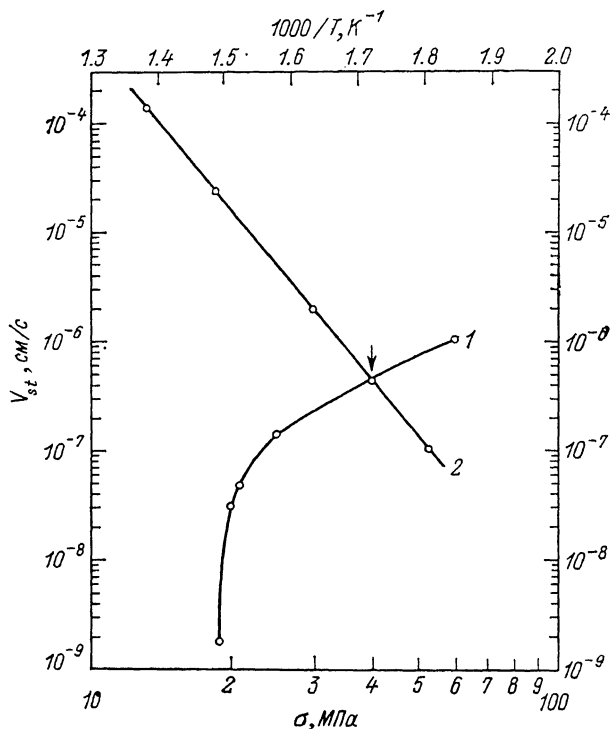


Рис. 2. Зависимости средней скорости 60-градусных дислокаций в монокристаллах германия от сдвигового напряжения σ ($T = 583$ К) — (1) и обратной температуры — (2). Стрелкой отмечено напряжение, при котором проводились эксперименты по периодическому импульсному нагружению и измерялась температурная зависимость.

ним временем перехода дислокации на один параметр решетки в условиях стационарного движения

$$t_a = a/v_{st}, \quad (1)$$

где v_{st} — средняя скорость дислокации при статическом нагружении, a — расстояние между долинами Пайерлса.

Приложение импульса напряжения приводит в движение существующие на линии дислокации кинки, а также стимулирует формирование новых пар кинков и их расширение. В паузе зародившиеся пары имеют возможность релаксировать путем движения кинков к центрам зарождения. Если длительность паузы достаточно велика, образовавшиеся пары кинков сколлапсируют и на дислокации установится термодинамически равновесная плотность кинков. В противном случае оставшиеся на дислокации избыточные пары будут расширяться в следующих циклах нагружения, что приведет к дополнительному макроскопическому смещению дислокации. Варьируя длительности импульсов и пауз, измеряя параметры распределения дислокаций по длинам пробегов и сопоставляя полученные зависимости с теорией движения дислокации в глубоком потенциальном рельефе, можно получить информацию об основных характеристиках процессов образования и движения кинков вдоль дислокационной линии.

Периодическое импульсное нагружение осуществлялось четырех опорным изгибом образца серий импульсов нагрузки в специально разработанной установке. Предварительно была исследована зависимость средней скорости дислокаций от напряжения и выбраны условия, когда она, как и в кремнии, слабо зависит от напряжения. В наших кристаллах наблюдается переход от слабой ($v \sim \sigma^m$, $m=1.3$) к сильной ($m \approx 3$) зависимости скорости дислокаций от напряжения при $\sigma \approx 20$ МПа (рис. 2, кривая 1). Стрелкой на рисунке отмечено напряжение, при котором проводились эксперименты по периодическому импульсному нагружению ($\sigma_i = 40$ МПа). Было установлено, что зависимость среднего пробега дислокаций от длительности нагружения в этих условиях носит линейный характер.

Проводились серии экспериментов двух типов: при постоянной скважности ($t_p = t_i$), где t_i и t_p — длительности импульсов нагрузки и пауз между ними соответственно, а также при фиксированной длительности импульсов нагрузки ($t_i = \text{const}$). Длительность активного нагружения (суммарная длительность импульсов нагрузки Σt_i) выбиралась равной времени статического нагружения, при котором дислокации смещались на расстояния 20—30 мкм, и в каждой серии опытов оставалась неизменной. Длительность переднего фронта импульсов нагрузки поддерживалась постоянной ($t_f = 4$ мс). Нагружения проводились при температуре $T = 583$ К. Температура измерялась термопарой, расположенной в непосредственной близости от образца, и поддерживалась постоянной с точностью ± 1 К.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 3, а и 4, а (кривые 1) приведены результаты измерения зависимостей средних пробегов 60-градусных дислокаций в германии от длительности импульсов нагрузки ($t_p = t_i$) и пауз между импульсами ($t_i = \text{const}$). Пробеги нормированы на значение среднего пробега дислокаций при статическом нагружении в тех же условиях (l_{st}). Длительности импульсов нормированы на среднее время прохождения дислокацией одного периода решетки t_a в условиях стационарного движения (1), а длительности пауз — на длительность импульсов.

Видно, что с уменьшением длительности импульсов пробеги дислокаций, как и в образцах кремния (рис. 3, б), уменьшаются. Существенное изменение пробегов дислокаций в германии наблюдается в интервале длительностей импульсов нагрузки $0.15 \leq t_i/t_a \leq 0.6$. Однако в отличие от кремния, где при относительно малых значениях t_i/t_a пробеги дислокаций падают до нуля, здесь их изменение относительно невелико. К сожалению, проверить дальнейший ход зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульсов нагрузки не представилось возможным. В связи с тем что в германии использовалось значительно более высокое, чем в кремнии значение сдвигового напряжения ($\sigma_i = 40$ и 7 МПа соответственно), применялись более тонкие образцы. Приложение и снятие нагрузки приводило к возникновению собственных упругих колебаний более низкой, чем в образцах кремния, частоты. Необходимость избежать резонанса определяла верхнюю частоту приложения нагрузки и тем самым — нижнюю границу t_i .

Наиболее отчетливо различия проявляются при изучении зависимости среднего пробега дислокаций от длительности пауз (рис. 4). В образцах кремния уже при $t_p/t_i = 3$ пробеги дислокаций падают до нуля (рис. 4, б), тогда как в германии величина среднего пробега изменяется не более чем на 30 % во всем диапазоне измерений, вплоть до значений $t_p/t_i = 6$ (рис. 4, а, кривая 1).

Таким образом, при периодическом импульсном нагружении также обнаруживаются различия в закономерностях движения дислокаций в гер-

мании и кремнии. Проведем сопоставление полученных экспериментальных данных с теорией движения дислокаций в однородном рельефе Пайерлса (диффузионной теорией) [1]. Для расчетов используем предложенную Маэдой [15, 16] схему обработки экспериментальных данных по периодическому импульсному нагружению. Следует отметить, что в работах [15, 16] рассмотрены случаи постоянной скважности ($t_p = t_i$) и постоянной длительности паузы ($t_p = \text{const}$). Мы же, в отличие от последнего, проводили измерения зависимости $l(t_p)$ при фиксированной длительности импульсов. Поэтому в рамках предложенного подхода нами были получены выражения для зависимости среднего пробега дислокаций от длительности пауз $l(t_p)$ (случай $t = \text{const}$).

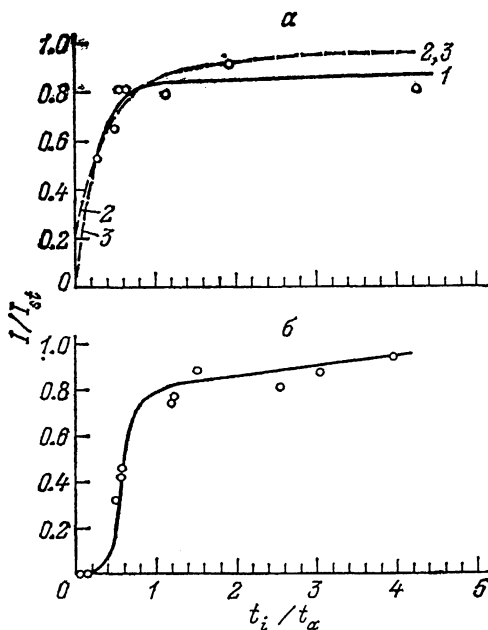


Рис. 3. Нормированные средние пробеги 60-градусных дислокаций в германии (а) и кремнии (б) в зависимости от относительной длительности импульсов нагрузки.

Условия нагружения: германий — $T=583$ К, $\sigma_i=40$ МПа, $\Delta t_i=t_{\alpha}t=3600$ с, $t_{\alpha}=45$ мс, $t_f=4$ мс — (1); кремний — $T=873$ К, $\sigma_i=7$ МПа, $\Delta t_i=t_{\alpha}t=7200$ с, $t_{\alpha}=75.6$ мс, $t_f=4$ мс. Расчеты в диффузионной модели ($W_m=1.28$ эВ) — (2); в модели Челли—Орлова — (3).

Предложенный подход рассматривает вероятности нахождения дислокации в одном из двух состояний: без кинков и с парой кинков, показанные цифрами 1 и 2 в кружках на рис. 1, в. Для вероятностей находиться в этих состояниях C_1 и C_2 используется система уравнений¹

$$dC_1/dt = -dC_2/dt = -v_1C_1 + v_2C_2 + v_3C_2, \quad (2)$$

где v_1 — частота образования пар кинков, v_2 — частота их коллапса, v_3 — частота аннигиляции кинков из смежных пар. Направления этих процессов показаны на рис. 1, в стрелками. Далее в расчетах скорости процессов в импульсах нагрузки будут помечаться двумя штрихами, а в паузах — одним штрихом.

Выражение для средней скорости дислокации в условиях периодического импульсного нагружения [15]

$$V = aJX(t_i + t_p)/t_i, \quad (3)$$

¹ Как отметил В. Я. Кравченко, последнее слагаемое в (2) должно иметь вид $v_3C_2^2$. Однако ввиду его малости (см. ниже) на результатах проведенных расчетов это не отражается.

Здесь X — средняя длина пробега пар кинков, которая определяется соотношением характерных времен зарождения и аннигиляции кинков; J — средняя скорость зарождения пар кинков за цикл нагружения ($t_i + t_p$) [15]

$$J = \frac{2v_k}{(t_i + t_p) x'} \int_0^{t_i} C_2(t) dt, \quad (4)$$

где v_k — скорость дрейфового движения кинка [1]

$$v_k = (D_k/kT) \sigma ab, \quad (5)$$

$$x' = kT/\sigma ab \quad (6)$$

— диффузионная длина; D_k — коэффициент диффузии кинка [1]

$$D_k = \nu_D b^2 \exp(-W_m/kT); \quad (7)$$

k — постоянная Больцмана; b — величина вектора Бюргерса; ν_D — дебаевская частота; W_m — энергия активации движения кинка.

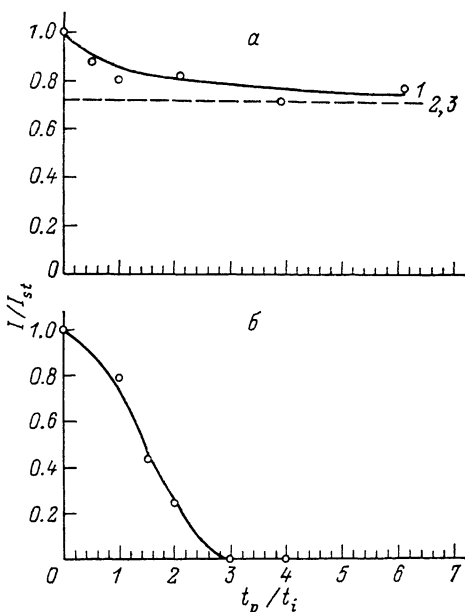


Рис. 4. Нормированные средние пробеги 60-градусных дислокаций в германии (а) и кремнии (б) в зависимости от относительной длительности пауз между импульсами нагружки.

Условия нагружения: германий — $T=583$ К, $\sigma_i=40$ МПа, $\Sigma t_i=t_{st}=3600$ с, $t_i=25.5$ мс=const, $t_f=4$ мс — (1); кремний — $T=873$ К, $\sigma_i=7$ МПа, $\Sigma t_i=t_{st}=7200$ с, $t_i=9.4$ мс=const, $t_f=4$ мс. Расчеты в диффузионной модели ($W_m=1.28$ эВ) — 2; в модели Челли—Орлова — (3).

Принимая во внимание циклическое поведение решения уравнений [2] [$C_2(t) = C_2(t + t_i + t_p)$], учитывая, что $\nu_2 \gg \nu_1, \nu_3$, а также выражение для скорости стационарного движения дислокации

$$V_{st} = \frac{2av_k}{(x^*b)^{1/2}} \left(\frac{\nu_1''}{\nu_2''} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

в [15] получено выражение для скорости дислокации в условиях периодического импульсного нагружения²

$$\frac{V}{V_{st}} = 1 - \frac{\{1 - \exp(-z)\}}{z} \left(1 - \frac{\nu_2''}{\nu_1''} R \right), \quad (9)$$

² В [15, 16], видимо, допущена опечатка — выражение в круглых скобках в правой части (9) имеет степень 1/2.

$$R \equiv \frac{(\nu_1/\nu_2) \{1 - \exp(-y)\} + (\nu_1''/\nu_2'') \{1 - \exp(-z)\} \exp(-y)}{1 - \exp(-y-z)}; \quad (10)$$

x^* — критическое расстояние, на котором взаимное притяжение кинков уравнивается внешними силами (рис. 1, в).

$$x^* = (\alpha/\sigma ab)^{1/2}, \quad (11)$$

α константа определяет энергию упругого взаимодействия кинков; $y = \nu_2'' t_p$; $z = \nu_2'' t_i$; ν_2' и ν_2'' — вероятности коллапса пары кинков в паузе и импульсе нагрузки.

Решение (9) в рамках диффузионной модели приводит к выражению для среднего пробега дислокации в случае $t_p = t_i$ [16]

$$\begin{aligned} \frac{\bar{l}(t_i)}{\bar{l}_{st}} &= 1 - \frac{(\gamma - 1) \{1 - \exp(-z)\} \{1 - \exp(-\gamma z)\}}{\gamma z [1 - \exp(-(1 + \gamma)z)]} = \\ &= 1 - \frac{(\gamma - 1) \{1 - \exp(-\nu_2'' t_i)\} \{1 - \exp(-\gamma \nu_2'' t_i)\}}{\gamma \nu_2'' t_i \{1 - \exp[-(1 + \gamma) \nu_2'' t_i]\}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\gamma = \exp(x^*/x')$; $\nu_2'' \sim D_k/(x^*)^2$.

Учитывая, что $\nu_2'/\nu_2'' = \gamma$ [15], и вводя обозначение $x = \exp(-z)$, получаем выражение для среднего пробега дислокации в случае $t_i = \text{const}$ в рамках диффузионной модели

$$\frac{\bar{l}(t_p)}{\bar{l}_{st}} = 1 - \frac{(1-x)(\gamma-1)\{1-\exp(-\nu_2'' t_p)\}}{\gamma \nu_2'' t_i \{1-x \exp(-\nu_2'' t_p)\}}. \quad (13)$$

По формуле (12) были проведены численные расчеты, причем величина энергии активации движения кинка W_m использовалась в качестве подгоночного параметра. Наилучшее согласие с экспериментальной зависимостью среднего пробега $\bar{l}(t_i)$ достигается при значении $W_m = 1.28$ эВ (рис., а, кривая 2). Используемое в расчетах значение энергии активации движения дислокаций было определено из температурной зависимости скорости дислокаций (рис. 2, кривая 2) и принято равным 1.46 эВ.

Однако полученная в процессе подгонки величина W_m существенно превышает значения, представленные другими авторами (0.8—1.1 эВ) [17, 18]. Более того, расчетная зависимость (13) для случая $t_i = \text{const}$ при том же значении W_m (рис. 4, а, кривая 2) резко расходится с экспериментальными данными. Кривая $\bar{l}(t_p/t_i)$, согласно расчетам, выходит на насыщение столь быстро (при $t_p/t_i \approx 10^{-3}$), что даже не удается отобразить на графике. Экспериментальная же зависимость заведомо не выходит и при $t_p/t_i = 0.5$. Попытка же подогнать расчетную зависимость $\bar{l}(t_p)$ к экспериментальным точкам, увеличивая W_m , приводит к резкому расхождению теоретической кривой с экспериментом для зависимости $\bar{l}(t_i)$. Таким образом, как и для результатов, полученных на образцах кремния, не удается объяснить весь набор экспериментальных данных без учета взаимодействия дислокации с точечными дефектами.

Теперь посмотрим, можно ли объяснить закономерности движения дислокаций в кристаллах германия в модели, предложенной Челли [4] и развитой в работе Рыбина и Орлова [19]. В ее основе лежит предположение, что подвижность кинков на линии дислокации лимитируется случайным образом расположенными барьерами. При движении же между барьерами подвижность кинков высока. В этом случае скорость коллапса пар кинков, не преодолевших первый барьер, очень велика. Так, в паузах $\nu_2' \approx \nu \approx \nu_D$, где ν — частота собственных колебаний кинка [15]. Полученное из (9, 10) выражение для среднего пробега дислокации в этом приближении (для случая $t_p = t_i$)

$$\bar{l}(t_i)/\bar{l}_{st} = 1 - \{1 - \exp(\nu_2'' t_i)\}/\nu_2'' t_i. \quad (14)$$

$$v_2'' = v \exp \left[- \frac{\sigma ab (l - x^*)}{kT} \right]. \quad (15)$$

Здесь l — среднее расстояние между препятствиями на линии дислокации (рис. 1, ϵ).

Кривая \mathcal{J} на рис. 3, a построена на основании расчетов по (14), (15), причем величина l использовалась в качестве подгоночного параметра. Наименьшее расхождение с экспериментальной зависимостью $l(t_i)$ достигается при $l \approx 100 b$; это значение хорошо согласуется с оценкой, полученной ранее из других соображений [20]. Отметим, что расчетная зависимость $l(t_i)$, согласно (14), при малых t_i стремится к нулю.

Однако для зависимости $l(t_p)$ ($t_i = \text{const}$) модель Челли—Орлова предсказывает еще более резкое падение пробегов дислокаций, чем в диффузионной модели, в области длительностей паузы $t_p \approx 1/v \approx 1/v_D$, и почти полное отсутствие изменений при больших длительностях пауз (кривая \mathcal{J} , рис. 4, a), т. е. еще более резкое расхождение с экспериментом.

Отметим, что хотя предсказанные теориями величины изменения среднего пробега дислокаций в зависимости от длительности пауз между импульсами нагрузки не сильно расходятся с наблюдаемой в эксперименте, расчетные значения скорости этого изменения на несколько порядков выше наблюдаемых на опыте.

Таким образом, высокое значение эффективной энергии миграции кинка вдоль дислокации W_m в кристаллах германия нельзя объяснить только периодичностью кристалла вдоль дислокационной линии (рельеф Пайерлса второго рода) или только одиночными неподвижными препятствиями.

Для адекватного описания всего набора экспериментальных данных, видимо, требуется более детальный учет взаимодействия дислокации с точечными дефектами. Обсуждая представленные экспериментальные данные, мы считали, что барьеры, создаваемые точечными дефектами, неподвижны. Не исключено, однако, что необходимо учитывать особенности движения атмосферы вместе с дислокацией или кинком [21, 22]. Кроме того, взаимодействие дислокации с точечными дефектами может носить иной, нежели рассмотренный в [4, 19] характер. В модели, предложенной в [23], в отличие от локального барьера взаимодействие приводит к ступенчатой зависимости энергии пары кинков от ее размера. При этом становится существенным коллективный вклад точечных дефектов, способный радикально изменить подвижность кинка, приводя при малых движущих силах к его «квазилокализации» (режим движения в поле слуцайной силы) [24].

Авторы благодарны Х. Александеру, В. Л. Инденбому, В. Я. Кравченко, К. Маэде, Б. В. Петухову и К. Сумино за полезные обсуждения различных аспектов работы и полученных результатов.

Список литературы

- [1] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций / Пер. с англ. М., 1972. 599 С.
- [2] Seeger A. // Lecture Notes in Physics. V. 249. / Ed. E. Kroner, K. Kirschgassner. Springer-Verlag: Berlin etc. 1986. P. 114—156.
- [3] Mann E. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 144. N 1. P. 115—127.
- [4] Celli V., Kabler M. N., Ninomiya T., Thomson R. // Phys. Rev. 1963. V. 131. N 1. P. 58—72.
- [5] Казанцев А. П., Покровский В. Л. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 2. С. 677—682.
- [6] Петухов Б. В., Покровский В. Л. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 2. С. 634—647.
- [7] Buttiker M., Landauer P. // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. P. 1397—1410.
- [8] Никитенко В. И., Фарбер Б. Я., Иунин Ю. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 3. С. 103—105.
- [9] Никитенко В. И., Фарбер Б. Я., Иунин Ю. Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4. С. 1304—1318.
- [10] Nikitenko V. I., Farber B. Ya. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1989. N 104, P. 257—268.
- [11] Петухов Б. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 439—442.

- [12] Chaudhury A. R., Patel J. R., Rubin L. G. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 9. P. 2736—2746.
- [13] Ерофеев В. Н., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 6. С. 1780—1786.
- [14] Imai M., Sumino K. // Phil. Mag. A. 1983. V. 47. N 4. P. 599—622.
- [15] Maeda K. // Proc. 8th Int. School on Defects in Crystals. Singapore: World Scientific, 1988. P. 153—168.
- [16] Maeda K., Yamashita Y. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1989. N 104. P. 269—280.
- [17] Louchet F., Cochet Muchy D., Brechet Y., Pelissier J. // Phil. Mag. A. 1988. V. 57, N 2. P. 327—335.
- [18] Jendrich U., Haasen P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 108. N 2. P. 553—568.
- [19] Рыбин В. В., Орлов А. Н. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 11. С. 3251—3259.
- [20] Бондаренко И. Е., Ерофеев В. Н., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 6. С. 2196—2208.
- [21] Петухов Б. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 24. С. 1486—1489.
- [22] Клявин О. В., Лиходеев Н. П., Орлов А. Н. // Препринт ФТИ—1325. Ленинград, 1989. 62 с.
- [23] Петухов Б. В. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 5. С. 1445—1449.
- [24] Петухов Б. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2893—2897.

Институт физики твердого тела
АН СССР

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.