

07,12

**Динамика дислокаций в твердых растворах ковалентных кристаллов**

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,  
Москва, Россия

E-mail: petukhov@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 21 марта 2016 г.)

Изучается дислокационный механизм твердорастворного упрочнения ковалентных полупроводниковых кристаллов. Изменение закономерностей динамики дислокаций в твердых растворах по сравнению с имеющими место в материалах компонентов раствора связывается с проявлением режима нелинейного дрейфа дислокационных кинков. Развиваемая теория предлагает объяснение особенностей подвижности дислокаций в твердом растворе  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$ .

**1. Введение**

Твердые растворы ковалентных кристаллов, таких, например, как полупроводники Ge и Si, находят широкое применение в микро- и оптоэлектронике [1]. Твердый раствор  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$  может существовать во всей области изменения концентраций  $c$  от 0 до 1 с хаотическим распределением атомов по узлам кристаллической решетки. Интересной особенностью этого материала является его сильное упрочнение, т.е. увеличение деформирующего напряжения в несколько раз в области промежуточных концентраций по сравнению с характерным для составляющих его чистых компонентов. Этим поведение деформирующего напряжения отличается от поведения многих других характеристик материала, например упругих модулей, концентрационная зависимость которых близка к линейной интерполяции между значениями для компонент.

Помимо макроскопической пластичности немалое внимание уделяется изучению в таких материалах свойств дефектов ближе к микроскопическому уровню, что может пролить свет на природу упрочнения. В частности, с применением разнообразных методик исследуется динамика дислокаций [2–4] как на кремниевой, так и на германиевой стороне диапазона концентраций раствора. Было установлено, что при относительно высоких напряжениях и температурах закономерности движения дислокаций близки к имеющим место в чистых материалах компонентов раствора, а именно скорость дислокаций  $V$  описывается аррениусовской температурной зависимостью

$$V = V_* \sigma^m \exp[-E_a/kT] \quad (1)$$

с не зависящей от напряжения  $\sigma$  энергией активации  $E_a$  и степенной зависимостью от  $\sigma$  с показателем степени  $m$  порядка единицы ( $V_*$  — предэкспоненциальный постоянный множитель,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура). Считается, что торможение дислокаций в ковалентных кристаллах обусловлено необходимостью преодолевать высокий периодический потенциальный рельеф кристаллической решетки — так называемые

барьеры Пайерлса [5,6]. Согласно общепринятой теории Лоте и Хирта [5], показатель степени  $m$  для зависимости от напряжения равняется единице, что подтверждается экспериментами на кремниевой стороне диапазона концентраций раствора [2–4]. В Ge в области сравнительно высоких напряжений  $m \approx 1.7$ , что уже показывает необходимость корректировки теории Лоте–Хирта.

Более того, даже в относительно чистых монокристаллах Ge с понижением напряжения до значений  $\sim 1$  МПа наблюдались отклонения от закона (1), что приписывалось влиянию неконтролируемых примесей [7–12]. Нарушение аррениусовского характера температурной зависимости скорости дислокаций делает невозможным использование традиционного термоактивационного анализа, что затрудняет интерпретацию наблюдаемых явлений. Поэтому, как правило, ограничиваются высказыванием только качественных предположений об их природе: влияние дальнедействующих полей напряжений от флуктуаций состава, динамическое дислокационное старение и т.п. [4,13]. Ранее была также сделана попытка описать видоизменение закона (1) с привлечением теории нелинейного дрейфа кинков в случайном потенциальном рельефе, создаваемом неконтролируемыми примесями [14,15]. Преобладающее влияние контролируемого содержания атомов одного из компонентов в твердых растворах дает больше возможностей для изучения механизмов примесного упрочнения материалов. В работе [16] была сделана попытка описать характерную колоколообразную концентрационную зависимость деформирующего напряжения  $\text{Si}_{1-c}\text{Ge}_c$ . Более глубокую проверку предложенного в [16] механизма упрочнения предоставляют исследования мезоскопического характера на уровне отдельных дислокаций. Детальное изучение динамики дислокаций в твердом растворе  $\text{Si}_{1-c}\text{Ge}_c$  с малым содержанием атомов Ge ( $c \ll 1$ ) в условиях циклического нагружения предпринималось в [2]. Было показано, что обнаруженные закономерности могут быть объяснены с помощью модели нелинейного дрейфа кинков в случайном потенциальном рельефе. Краткое описание этой модели приведено далее.

Вызывающий большой интерес с точки зрения изучения нетривиальных черт динамики случайных процессов нелинейный дрейф частиц до сих пор имеет довольно мало задокументированных проявлений. Поэтому расширение диапазона таких проявлений заслуживает внимания. В настоящей работе предпринята попытка описать с применением теории нелинейного дрейфа кинков закономерности динамики дислокаций на другой — германиевой — стороне интервала концентраций атомов раствора, т. е. в твердом растворе  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$  ( $c \ll 1$ ).

Изучается упрощенная модель контактного взаимодействия дислокации с атомами раствора. Цель возможно точного количественного описания экспериментальных данных не ставится ввиду чрезвычайной сложности системы, в которой определяющим фактором являются неоднородные хаотические флуктуации состава. Предполагается провести полуквадратную-полукачественную проверку применимости своеобразного механизма упрочнения материалов, связанного с переходом к нелинейному дрейфу кинков в неупорядоченной системе.

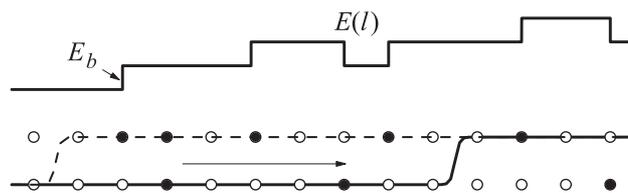
## 2. Нелинейный дрейф дислокационных кинков

Для начала напомним основы модели нелинейного дрейфа дислокационных кинков [17–19], являющейся прообразом аномальной кинетики более широкого класса квазичастиц [20–22]. В приближении короткодействия принимается, что наличие атома раствора в ядре дислокации изменяет ее энергию на некоторую величину  $E_b$ . В этом случае энергия сегмента дислокации длиной  $l$  содержит вклад  $E_b N(l)$ , пропорциональный числу атомов раствора на этой длине  $N(l)$ . Хаотичность расположения атомов раствора по узлам кристаллической решетки вдоль линии дислокации приводит к случайным вариациям  $N(l)$ . При перемещении дислокационного кинка на расстояние  $l$  им ощущается потенциал

$$E(l) = E_b \Delta N(l), \quad (2)$$

где  $\Delta N(l)$  — разность на длине  $l$  чисел атомов раствора в долинах кристаллического рельефа, связываемых кинком. Принимается, что среднее значение  $E(l)$  равно нулю в силу статистической однородности материала. Если нужно учитывать динамическое дислокационное старение, ненулевое среднее значение  $E(l)$  приводит к тривиальной перенормировке напряжения, которая может быть легко сделана в окончательных формулах. В рассматриваемом случае  $E(l) \neq 0$  из-за случайных вариаций распределения атомов раствора, а средняя концентрация атомов раствора равна одному и тому же значению  $c$  в обеих сопряженных долинах кристаллической решетки.

Статистические свойства потенциала кинка  $E(l)$  легко понять из наглядной аналогии со случайным блужданием по шкале энергии, когда при смещении на период



**Рис. 1.** Энергетический рельеф  $E(l)$  для перемещения кинка в твердом растворе (схема для некоторой показанной ниже случайной реализации расположения атомов раствора, изображенных темными кружками).

решетки кинк, натываясь на атом раствора в той или иной долине кристаллического рельефа, изменяет энергию дислокации на величину  $\pm E_b$ . Если же атомы раствора отсутствуют в новых захваченных кинком узлах решетки, относящихся к обеим сопряженным долинам, либо имеются сразу в обеих долинах, дислокация, а следовательно, и кинк не изменяют своей энергии, как это показано на рис. 1. Таким образом, энергия кинка не изменяется с вероятностью  $(1-c)^2 + c^2$  или делает шаг по шкале энергии  $\pm E_b$  с вероятностью  $c(1-c)$ . Следовательно, среднее изменение энергии при смещении на один период решетки  $a$  вдоль линии дислокации равно нулю, а средний квадрат изменения энергии есть  $D = E_b^2 2c(1-c)$ . Характерным свойством случайных блужданий является, как известно, рост размаха отклонений, описываемый диффузионным законом  $\sim (Dt/a)^{1/2}$ , с увеличением масштаба (в нашем случае длины смещения кинка  $l$ ). Это имеет важные следствия для динамики кинков в твердых растворах и легированных кристаллах, так как значительно повышает роль флуктуаций в расположении чужеродных атомов.

Следует обратить внимание на отличие потенциального рельефа для кинка от набора локальных пиков, имеющего место в случае обычных частиц. Это своеобразие связано с тем, что должно учитываться не локальное взаимодействие места перегиба на дислокации с встречаемым атомом раствора (которое в случае непрерывных растворов невелико), а вся энергия системы кинк+дислокация, в которой суммируются вклады и от взаимодействия с прочими атомами раствора в дислокационном ядре. В результате барьеры для перемещения кинка создают не отдельные атомы раствора, а их флуктуационные скопления. Время преодоления таких барьеров  $\tau$  является случайной величиной, характеризуемой некоторой функцией вероятности  $P(\tau)$  встретить барьер, приводящий к задержке кинка на время, превышающее  $\tau$ . Эта вероятность неоднократно вычислялась начиная с работы [17] (см. также [14,20,21]). Потенциал (2) представляет собой упрощенный вариант для случая, когда рассматривается относительно слабый раствор атомов одного компонента в матрице другого, как это имеет место в экспериментах при изучении

подвижности отдельных дислокаций. Более общий потенциал, выявляющий симметрию по отношению к тому, какой компонент считать основной матрицей, а какой атомами раствора, рассмотрен в работе [21].

Считая кинк некоторой квазичастицей, было бы естественно ожидать, что при наложении движущей силы  $F = \sigma bh$  будет устанавливаться определенная скорость  $V_k$  его перемещения вдоль линии дислокации. Здесь  $\sigma$  — напряжение,  $b$  — величина вектора Бюргера дислокации,  $h$  — высота кинка, равная расстоянию между долинами кристаллического рельефа (период барьеров Пайерлса). В однородном материале скорость кинка была бы равна  $V_{k0} = D_k F / kT$ , где  $D_k = D_{k0} \exp(-E_m/kT)$  — коэффициент диффузии кинка,  $E_m$  — энергия миграции кинка вдоль линии дислокации (в так называемом вторичном рельефе Пайерлса). При наличии препятствий со средним временем задержки кинка на них  $\tau_{av}$  и средним расстоянием между ними  $l_{av}$  среднее время  $\tau_l$  перемещения на расстояние  $l_{av}$  складывается из времени дрейфа  $l_{av}/V_{k0}$  и времени задержки  $\tau_{av}$   $\tau_l = l_{av}/V_{k0} + \tau_{av}$ , так что скорость перенормируется к величине  $V_k = l_{av}/\tau_l = V_{k0}/(1 + V_{k0}\tau_{av}/l_{av})$ .

Итак, для вычисления средней скорости кинка требуется знать среднее время преодоления барьеров  $\tau_{av} = \int_0^{\infty} P(\tau) d\tau$ . Свойства этой величины существенно зависят от вероятности наличия больших барьеров, создающих длительные задержки кинков, т.е. от характера убывания функции  $P(\tau)$  при больших  $\tau$ . Если вероятность больших времен задержки  $P(\tau)$  убывает как  $\text{const}/\tau$  или еще медленнее, среднее время задержек обращается в бесконечность, а средняя скорость движения кинков становится равной нулю. Как было обнаружено в [17], именно такая ситуация имеет место для потенциала кинка (2), при котором вычисления в [14,17,20] показали, что  $P(\tau) \sim \text{const}/\tau^\delta$ , причем в зависимости от величины движущей силы, температуры и концентрации чужеродных атомов  $\delta$  может быть как больше, так и меньше единицы.

Обращение в нуль средней скорости кинков при  $\delta \leq 1$  получило название явления квазилокализации, так как в действительности перемещение кинков не прекращается, а происходит лишь кардинальная смена режима движения. Как было показано [14,17–22], зависимость перемещения кинка  $l$  от времени  $t$  в новом режиме может быть описана выражением

$$l \approx l_0(t_0/t)^\delta \quad (3)$$

с  $\delta \leq 1$  и постоянными  $l_0$  и  $t_0$ . В этом режиме время перемещения кинка на некоторое расстояние определяется в первую очередь задержкой на одном самом высоком барьере, встречающемся на этом расстоянии, а не типичными барьерами в своей массе. Качественно зависимость длины пробега от времени (3) может быть понята как определяемая условием, что, в то время как вероятность в ячейке порядка размера барьера  $l_0$

иметь большую задержку  $t$  есть  $P(t) \approx (t_0/t)^\delta \ll 1$ , вероятность встретить задержку, превышающую  $t$  на какой-либо из  $l/l_0 \gg 1$  независимых ячеек, может быть близка к единице:  $l/l_0 P(t) \sim 1$ . Движение кинков, характеризуемое законом (3), фигурирует в публикациях под различными названиями: аномальная кинетика, крип, гетерогенная динамика и т.д. Нелинейная зависимость пробега от времени дает основания называть его также нелинейным дрейфом, что и будет делаться в настоящей работе.

Величина  $\delta$  может быть представлена как  $\delta = T/T_g$  [21], и условие  $\delta = 1$  определяет температуру динамического фазового перехода  $T_g$ , приводящего к смене режимов движения кинков. При различных материальных параметрах зависимость  $T_g$  от напряжения дается различными выражениями. В настоящей работе применительно к случаю относительно малой энергии взаимодействия дислокации с атомами раствора  $E_b < kT$  будет использоваться выражение, полученное в [17,18],

$$T_g = \frac{c(1-c)E_b^2}{k\sigma bha} \quad (4)$$

Это выражение определяет температуру динамического фазового перехода при заданной величине напряжения  $\sigma$ . Если же, напротив, задана температура и ищется граница перехода к нелинейному дрейфу по напряжению, ответ дается выражением

$$\sigma_g = \frac{c(1-c)E_b^2}{kTbha} \quad (5)$$

В этом случае эквивалентное представление  $\delta$  есть  $\delta = \sigma/\sigma_g$ . Характерные пространственно-временные масштабы считаются связанными соотношением  $t_0 \approx l_0^2/D_k$ , а величину  $l_0$  будем приближенно оценивать из условия согласования скорости дислокаций при  $\delta = 1$  с выражением (1).

### 3. Скорость дислокаций при нелинейном дрейфе кинков

При наличии внешнего напряжения состояние дислокации в минимумах потенциального рельефа кристаллической решетки является метастабильным и происходят последовательные термоактивируемые переходы в минимумы, отвечающие более низким энергиям. При достаточно большой длине дислокации перемещение из долины в долину кристаллического рельефа осуществляется, согласно представлениям теории Лоте и Хирта, путем множественного рождения пар кинков и их расширения за счет разбегания кинков до взаимного слияния [5]. Расчет скорости дислокации по кинковому механизму в твердом растворе требует модификации теории Лоте и Хирта, предложенной для однородных материалов. Время перехода дислокации в следующую долину кристаллического рельефа  $t_{tr}$  может быть оценено самосогласованным образом путем приравнивания

средней длины пробега кинка  $l(t_{tr}) \approx l_0(t_{tr}/t_0)^\delta$  к среднему расстоянию между парами кинков, рожденными ко времени  $t_{tr}$ :  $1/\Gamma t_{tr}$ . Здесь  $\Gamma = \Gamma_0 \exp(-2E_k/kT)$  — средняя частота рождения пар кинков на единице длины дислокации,  $E_k$  — энергия образования кинка. Скорость дислокации  $V$  затем вычисляется как  $V = h/t_{tr}$  и равна

$$V \approx \frac{h}{t_0} (\Gamma t_0 l_0)^{1/(1+\delta)} = V_n \exp\left[-\frac{E_m}{kT} - \frac{2E_k}{kT(1+\delta)}\right]. \quad (6)$$

Здесь  $V_n$  — малосущественный для дальнейшего предэкспоненциальный множитель, объединяющий соответствующие множители перед аррениусовскими экспонентами, входящими в  $D_k$  и  $\Gamma$ . Характерная длина дислокации, начиная с которой следует учитывать множественное рождение пар кинков, есть

$$l_{tr} \approx l(t_{tr}) \approx (l_0^\delta/\Gamma t_0)^{1/(1+\delta)}. \quad (7)$$

Уравнения (6), (7) обобщают результаты теории Лоте и Хирта [5] для чистых материалов на случай сильного влияния атомов раствора, переходя в них при  $\delta \rightarrow 1$ . Следует отметить, что некоторое влияние атомы раствора могут оказывать и на частоту рождения кинков  $\Gamma$ . Как показано в [23], в области низких напряжений  $\sigma bah < D^{1/2}$  наличие сильных флуктуаций потенциального рельефа для кинка приводит к перенормировке  $\Gamma$  дополнительным множителем  $\sim \sigma bah/D^{1/2}$ . Приведенная далее оценка энергии взаимодействия атома раствора с дислокацией в Ge показывает, что такая перенормировка имеет место в достаточно широком интервале напряжений и может быть причиной отличия показателя степенной зависимости от напряжения  $m$  в (1) от предписываемого теорией Лоте и Хирта значения 1.

#### 4. Сопоставление с экспериментом

Согласно формуле (6), при понижении напряжения происходит уменьшение скорости дислокации, которое в основном описывается эффективным увеличением энергии образования кинков (хотя, конечно, уже не описывается законом Аррениуса). Пренебрегая второстепенным для используемого приближенного расчета изменением предэкспоненциальных множителей, найдем с помощью уравнения (6) модификацию скорости дислокаций в области  $\sigma < \sigma_g$  как

$$V/V_0 = \exp\left[-\frac{1-\delta}{1+\delta} \frac{E_k}{kT}\right] = \exp\left[-\frac{1-\sigma/\sigma_g}{1+\sigma/\sigma_g} \frac{E_k}{kT}\right]. \quad (8)$$

Сопоставим этот результат с экспериментальными данными для твердого раствора  $Ge_{1-c}Si_c$ , для которого были проведены измерения подвижности индивидуальных  $60^\circ$  дислокаций [4]. В области относительно высоких напряжений с учетом упомянутой выше перенормировки частоты рождения кинков скорости дислокаций

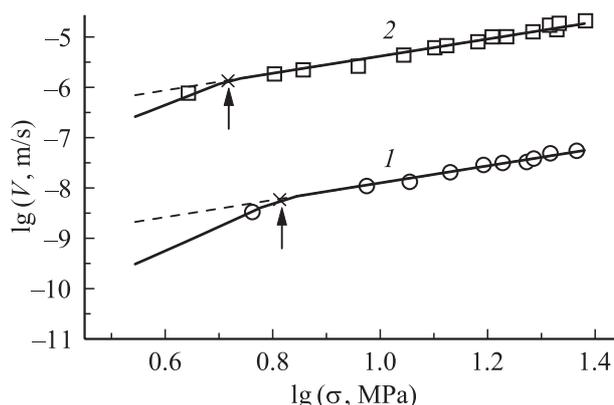


Рис. 2. Зависимость скорости дислокаций от напряжения для  $Ge_{1-c}Si_c$  при концентрации атомов Si  $c = 0.08$  и температурах  $T = 723$  (1),  $923$  К (2). Символы — экспериментальные данные [4]. Штриховые линии соответствуют нормальному режиму движения, стрелки и крестики показывают точки перехода к аномальному режиму.

удовлетворительно описываются формулой (1) с энергией активации  $E_a \approx 1.64$  eV, как и для монокристаллов Ge [7]. Разделение этого значения на составляющие — энергию образования кинка  $E_k$  и энергию миграции  $E_m$  — неоднозначно и разными исследователями производится по-разному [7,10–12]. Все сходятся лишь в том, что энергия образования кинка много меньше энергии миграции. В настоящей работе выбираются значения  $E_k = 0.4$  eV,  $E_m = 1.24$  eV.

Наиболее отчетливо отклонения наблюдаемого поведения от предписываемого формулой (1) проявлялись при используемых в эксперименте наименьшей температуре ( $T = 723$  К) и наиболее высоких концентрациях внедренных в Ge атомов Si ( $c = 0.08$ ). В этом случае в качестве напряжения перехода к нелинейному дрейфу кинков можно выбрать  $\sigma_g = 6.5$  МПа. Такое значение  $\sigma_g$  намного превышает границу начала отклонений в Ge  $\sim 1$  МПа и свидетельствует о преобладающем влиянии атомов раствора над неконтролируемыми примесями. Затем с помощью формулы (5) оценивается величина энергии взаимодействия дислокации в матрице с преобладающим содержанием Ge с отдельным атомом Si как  $E_b \approx 0.05$  eV. Это значение меньше тепловой энергии  $kT \approx 0.071$  eV, что оправдывает используемое приближение для связи критических температуры и напряжения (4), (5). Применение уравнения (1) в области высоких напряжений  $\sigma > \sigma_g$  и уравнения (8) в области  $\sigma \leq \sigma_g$  позволяет удовлетворительно описать экспериментальную зависимость скорости дислокаций от напряжения для данной температуры  $T = 723$  К, как это демонстрируется на рис. 2 (кривая 1).

Известное значение энергии взаимодействия дислокации с атомом раствора  $E_b = 0.05$  eV позволяет оценить напряжение смены режимов движения кинков и при других температурах. Например, для использованной

в экспериментах [4] температуры 923 К  $\sigma_g$  составляет 5.21 МПа. Результат расчета зависимости скорости дислокаций от напряжения для этой температуры показан на рис. 2 кривой 2 и также удовлетворительно соответствует экспериментальным данным.

## 5. Заключение

Изучение подвижности дислокаций в твердых растворах важно для понимания механизмов упрочнения и в более широком аспекте возможностей целенаправленной модификации разнообразных свойств материалов. Кроме того, такое исследование позволяет экспериментально наблюдать следствия фундаментальных закономерностей динамики случайных процессов в неупорядоченных средах. Движение дислокационных кинков предоставляет, по-видимому, одну из наиболее удобных в настоящее время возможностей изучения аномальной кинетики квазичастиц.

Имеющиеся данные по подвижности дислокаций в твердом растворе  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$ , приведенные на рис. 2, явно свидетельствуют о наличии в области относительно низких напряжений отклонений от простой закономерности (1), свойственной более высоким напряжениям. Но и нет никаких причин заранее ожидать в таком неупорядоченном материале, как хаотический твердый раствор, отсутствия заметного возмущения механизма движения дислокаций. Условием существования непрерывного твердого раствора является относительная малость возмущения матрицы чужеродным атомом. Это дает основание предполагать, что кинковый механизм движения дислокаций будет все же сохраняться в некоторой области низких концентраций раствора, хотя элементарные акты динамики кинков могут существенно трансформироваться. Такая трансформация могла бы соответствовать модели нелинейного дрейфа дислокационных кинков. Не исключено, что в области более высоких концентраций раствора кинковый механизм может полностью разрушиться.

В данной работе модель нелинейного дрейфа кинков применена для расширения диапазона описания подвижности дислокаций в твердом растворе  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$  с преобладанием германиевого компонента. Одним из следствий теории является зависимость подвижности дислокаций от концентрации атомов раствора через комбинацию  $c(1-c)$ , что позволяет объяснить наблюдаемый экспериментально [4,10] колоколообразный вид концентрационной зависимости деформирующего напряжения. Многократное увеличение деформирующего напряжения при промежуточных значениях концентрации атомов раствора  $c \sim 1/2$  может быть качественно объяснено его кинетическим происхождением при непосредственной модификации определяющих скорость дислокаций экспоненциальных аррениусовских факторов. Для детальной проверки применимости модели нелинейного

дрейфа кинков для твердого раствора  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$  и более достоверной оценки параметров модели было бы полезно получение дополнительных экспериментальных данных в области отклонений от закономерности (1), т.е. при более низких напряжениях и температурах.

## Список литературы

- [1] Silicon, germanium, and their alloys / Eds G. Kissinger, S. Pizzini. CRS Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton–London–N.Y. (2015). 405 p.
- [2] Ю.Л. Иунин, В.И. Никитенко, В.И. Орлов, Д.В. Дьяченко-Деков, Б.В. Петухов, Н.В. Абросимов, С.Н. Россоленко, В. Шредер. ЖЭТФ **121**, 129 (2002).
- [3] I. Yonenaga, M. Werner, M. Barsch, U. Messerschmidt, E.R. Weber. Phys. Status Solidi A **171**, 35 (1999).
- [4] I. Yonenaga. J. Phys.: Conf. Ser. **471**, 012002 (2013).
- [5] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 598 с.
- [6] U. Messerschmidt. Dislocation dynamics during plastic deformation. Springer Ser. in Material Science / Eds R. Hull, C. Jagadish, R.M. Osgood, Jr., J. Parisi, Z. Wang, H. Warlimont. Heidelberg–Dordrecht–London–N.Y. (2010). 503 p.
- [7] H. Schaumburg. Phys. Status Solidi **40**, K1 (1970).
- [8] И.Е. Бондаренко, В.Н. Ерофеев, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **64**, 2196 (1973).
- [9] В.В. Рыбин, А.Н. Орлов. ФТТ **11**, 3605 (1969).
- [10] H. Alexander. In: Dislocation in solids. V. 7 / Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland, Amsterdam (1986). Ch. 35. P. 113.
- [11] A. George, J. Rabier. Rev. de Phys. Appl. **22**, 941 (1987).
- [12] C. Claeys, E. Simoen. Fundamental and technological aspects of extended defects in germanium. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (2009). 297 p.
- [13] I. Yonenaga, K. Sumino. J. Phys. III (France) **7**, 2367 (1997).
- [14] Б.В. Петухов. ФТТ **30**, 2893 (1988).
- [15] Yu.L. Iunin, V.I. Nikitenko, V.I. Orlov, B.V. Petukhov. Phys. Rev. Lett. **78**, 3137 (1997).
- [16] Б.В. Петухов. ФТТ **49**, 242 (2007).
- [17] Б.В. Петухов. ФТТ **13**, 1445 (1971).
- [18] V.M. Vinokur. J. Phys. (France) **47**, 1425 (1986).
- [19] J.-P. Bouchaud, A. Georges. Comments Cond. Matter Phys. **15**, 125 (1991).
- [20] J.-P. Bouchaud, A. Georges. Phys. Rep. **195**, 127 (1990).
- [21] B.V. Petukhov. Phys. Rev. E **77**, 026601 (2008).
- [22] Anomalous transport foundations and applications / Eds R. Klages, G. Radons, I.M. Sokolov. Wiley-VCH Verlag, Weinheim (2008). 584 p.
- [23] Б.В. Петухов. ФТТ **58**, 677 (2016).