

## Особенности рассеяния дырок в электропластически деформированных кристаллах германия

© М.А. Алиев, Х.О. Алиева, В.В. Селезнев

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,  
367003 Махачкала, Россия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 30 января 2001 г.)

Исследовано влияние специфики формирования центров рассеяния в процессе электропластической деформации на электрические свойства германия.

Исследование влияния характера дефектообразования в процессе электропластической деформации кристаллов кремния на их электрические свойства выявило ряд особенностей в поведении холловской подвижности дырок [1]. Сравнительный анализ обнаруженных особенностей и результатов более ранних работ [2–5] по изучению влияния деформационных дефектов на подвижность носителей заряда и сопоставление их с современными представлениями об эволюции дефектных структур [6,7] позволили сделать некоторые предположения о специфике механизмов рассеяния в дефектных кристаллах атомарных полупроводников. В связи с этим представляет интерес с целью лучшего понимания характера рассеяния и механизмов, отвечающих за него, продолжение исследований на родственных объектах.

Исследования проводились на пластически деформированных образцах германия, структурное формирование которых отличалось по многим параметрам, удельной плотности дефектов, примесному составу, характеру динамики дислокаций, относительной ориентации направлений тока и дислокаций.

В данной работе приведены результаты исследований электрических свойств монокристаллических образцов германия, вырезанных из кристаллов, деформированных электропластическим (ЭПД) и термопластическим (ТПД) способами. Одновременно с деформацией реализовалась диффузия примесных атомов индия вдоль преимущественного выхода дислокаций.

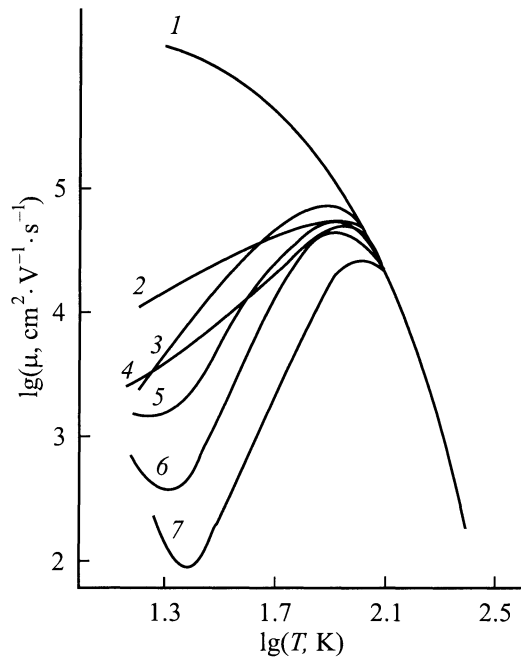
Объектами исследований были монокристаллы *p*-германия с удельным сопротивлением  $\rho = 43 \Omega \cdot \text{см}$  при комнатной температуре, исходно легированные галлием до разностной концентрации акцепторов  $N_A - N_D = 9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Плотность ростовых дислокаций не превышала  $10^2 \text{ см}^{-2}$ . Кристаллы в виде призм размерами  $12 \times 10 \times 5 \text{ мм}$ , ребра которых совпадали с направлениями [110], [111], [112] соответственно, деформировались вдоль оси [110] в режиме стационарной ползучести при температуре  $T = 700^\circ\text{C}$  в течение 30 минут. Контрольные образцы проходили термообработку в режиме деформации. Поверхность образца перед напылением примеси-диффузанта очищалась ионно-плазменной чисткой. Из деформированного кристалла для измерения электрических свойств вырезались три образца по трем различным направлениям: со стороны диффузии примеси, вдоль и поперек плоскостей

скольжения. После шлифовки и химической полировки вплаивались индиевые контакты в высоковакуумной установке при  $T = 350^\circ\text{C}$  в течение 20 минут. Качество контактов проверялось на характериографе, затем отбирались образцы с омическими контактами. Измерения электропроводности и эффекта Холла проводились в интервале температур 4.2–400 К в магнитном поле 8 кОе при постоянном токе компенсационным методом в металлическом криостате, позволяющем регулировать и поддерживать температуру в парах гелия с точностью  $\pm 0.1 \text{ К}$  и в парах азота  $\pm 1 \text{ К}$ .

Нетрадиционный методико-технологический подход конструирования структур, примененный нами, обогащает физические свойства кристаллов и в то же время значительно усложняет его количественное описание. Это происходит от того, что деформируемое твердое тело уподобляется открытой системе, находящейся вдали от термодинамического равновесия, где под воздействием сдвигового напряжения спонтанно изменяются его свойства. В точках сдвиговой неустойчивости происходит самоорганизация дислокационных диссипативных структур [8]. Есть надежда, что на этом пути откроются возможности получения новых материалов с управляемыми свойствами [9].

На рис. 1 и 2 в двойном логарифмическом масштабе приведены температурные зависимости холловской подвижности дырок исследованных образцов. Как видно из кривых, существенное отличие в характере рассеяния носителей в контрольном и термопластически деформированных образцах приходится на интервал  $T < 100 \text{ К}$ , тогда как для электропластически деформированных образцов оно начинается при более низких температурах  $T < 80 \text{ К}$ .

Наиболее характерной и отличительной особенностью для образцов из ТПД-режима, вырезанных в поперечном направлении к плоскости скольжения, как видно из кривых 5–7 на рис. 1, является наличие минимумов подвижности  $\mu(T)$  в окрестности  $T \approx 25 \text{ К}$ , глубина которых увеличивается с ростом степени деформации  $\epsilon$ . Расхождение по величине изменения подвижности для образцов после ТПД составляет более четырех порядков, тогда как для образцов после ЭПД — не более двух. Добавим, что по данным электронно-микроскопических исследований плотность дислокаций в образцах после ТПД на два порядка больше, чем в образцах после



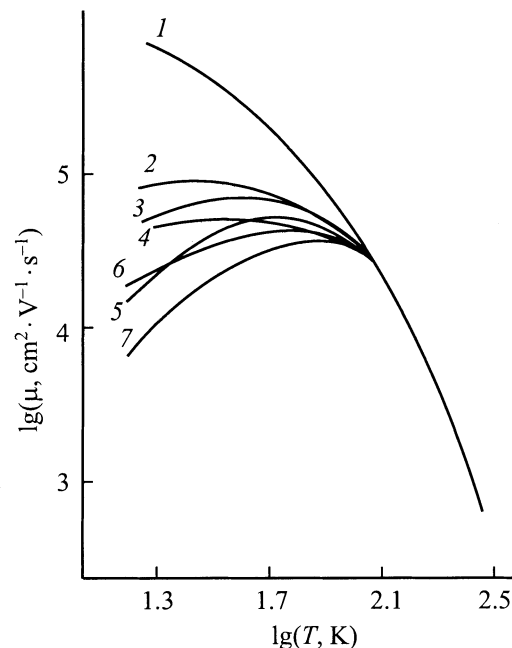
**Рис. 1.** Температурная зависимость холловской подвижности дырок в образцах *p*-германия, деформированных термопластически при  $T = 700^\circ\text{C}$ : 1 — исходный образец; 2 —  $\varepsilon = 1\%$ , с диффузией индия; 3 —  $\varepsilon = 1\%$ ,  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{D}$ ; 4 —  $\varepsilon = 1.5\%$ , с диффузией индия; 5 —  $\varepsilon = 1.5\%$ ,  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{D}$ ; 6 —  $\varepsilon = 1\%$ ,  $\mathbf{I} \perp \mathbf{D}$ ; 7 —  $\varepsilon = 1.5\%$ ,  $\mathbf{I} \perp \mathbf{D}$ .

ЭПД при наличии одинаковой величины деформации. В случае образцов, деформированных в ЭПД-режиме, явных минимумов на зависимости  $\mu(T)$  не наблюдается, но видно, как крутизна температурной зависимости величины подвижности с ростом деформации растет (кривые 5–7 на рис. 2). Общим характерным фактором для обоих режимов деформирования являются: наличие анизотропии подвижности основных носителей заряда, правда для образцов из ЭПД-режима она выражена намного слабее, и одинаковое влияние примесных атомов индия, диффундирующих одновременно с генерацией дислокаций в глубь кристалла, на эффекты рассеяния. Так, примесь-дислокационное взаимодействие при малых степенях деформации приводит к заметному уменьшению рассеяния (кривые 2 и 4 на рис. 1 и 2), а увеличение степени деформации приводит к значительному росту рассеяния носителей заряда (кривые 5–7 на рис. 1 и 2), обуславливающему аномально низкие значения подвижности, особенно для ТПД-режима.

На основании приведенных сравнений можно было бы предположить, что в обоих случаях деформации кристаллов германия генерируются одинаковые источники рассеяния заряженных носителей. Однако необходимо отметить, что структурное формирование генерируемых в процессе деформации новых центров рассеяния, а также их количественные характеристики для обоих режимов существенно различны. В частности, отметим,

что при электропластическом способе деформирования кристалла в отличие от ТПД-режима все участвующие в процессе структурные частицы (примесные и собственные атомы, заряженные носители подсистемы — дырки и одновременно генерируемые дислокации) взаимодействуют между собой в динамическом потоке и в определенном направлении движения. Таким образом, при ЭПД-режиме условия деформации кристалла облегчены присутствием дополнительного фактора возмущения дислокационной системы в виде направленного импульса тока [10,11]. Можно также допустить, что образующиеся в процессе эволюции структуры центры рассеяния в обоих режимах отличаются и по таким свойствам, как термостабильность, электрическая и химическая активность. Поэтому, как нам представляется, при ЭПД-режиме формируется более упорядоченная структура деформационных дефектов. Известно, что дислокации могут приводить к заметной анизотропии рассеяния, если имеется их неравномерное распределение по ориентациям [12].

Проанализируем отмеченный фактор наличия анизотропии электрических свойств образцов после обоих режимов деформирования. Напомним, что подвижность  $\mu_{\perp}$  была получена при измерении тока, направленного перпендикулярно плоскостям скольжения  $\{111\}$ . Понятно, что для такой ориентации рассеивающие свойства дислокаций должны проявляться в наибольшей мере. Подвижность  $\mu_{\parallel}$  отвечает измерениям сопротивления для тока, параллельного плоскостям скольжения. При малой де-



**Рис. 2.** Температурная зависимость холловской подвижности дырок в образцах *p*-германия, деформированных электропластически при  $T = 700^\circ\text{C}$ : 1 — исходный образец; 2 —  $\varepsilon = 1\%$ , с диффузией индия; 3 —  $\varepsilon = 1\%$ ,  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{D}$ ; 4 —  $\varepsilon = 1.5\%$ , с диффузией индия; 5 —  $\varepsilon = 1.5\%$ ,  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{D}$ ; 6 —  $\varepsilon = 1\%$ ,  $\mathbf{I} \perp \mathbf{D}$ ; 7 —  $\varepsilon = 1.5\%$ ,  $\mathbf{I} \perp \mathbf{D}$ .

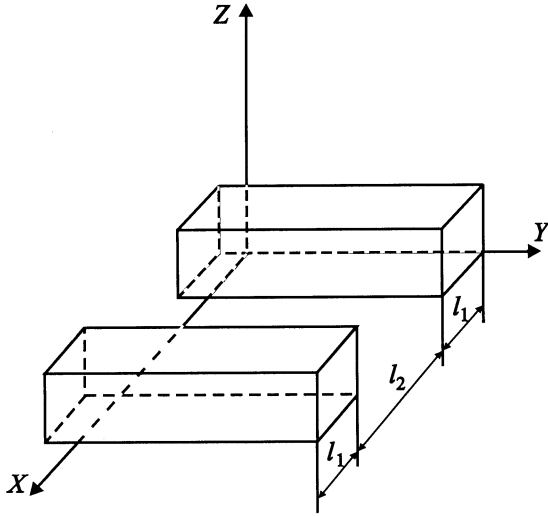


Рис. 3. Схема модели кристалла с дислокационными трубками.

формации и сосредоточении дислокационных скоплений в отдельных плоскостях, разделенных значительными по размеру областями, свободными от дислокаций, вполне естественно ожидать, что  $\mu_{\parallel} > \mu_{\perp}$ ; сопротивление в параллельном направлении шунтируется свободными от дислокаций участками между выделенными плоскостями скольжения.

Для анализа возможности изложенных качественных объяснений рассмотрим следующую модель деформированного кристалла, схематически учитывающую неоднородность распределения дислокационных скоплений в нем, как представлено на рис. 3. Представим кристалл в виде перпендикулярных оси  $X$  чередующихся слоев с различной проводимостью и концентрацией свободных носителей. Слои толщиной  $l_1$  имеют проводимость  $\sigma_1$  и концентрацию  $n_1$ , а распределенные между ними слои толщиной  $l_2$  обладают параметрами  $\sigma_2, n_2$ . Магнитное поле направим по оси  $Z$ , электрические контакты — по направлениям  $X$  и  $Y$  поочередно.

Ток направим вдоль оси  $X$ , магнитное поле — вдоль  $Z$ ,  $V_H$  измеряется вдоль оси  $Y$ . Выражения для плотности тока

$$j_x = \frac{\sigma_i}{1 + \Omega^2 \tau_i^2} (E_x + \Omega \tau_i E_y), \quad (1)$$

$$j_y = \frac{\sigma_i}{1 + \Omega^2 \tau_i^2} (-\Omega \tau_i E_x + E_y), \quad (2)$$

где  $i = 1, 2, \dots$ ,  $\tau_i$  — время релаксации в слоях,  $\sigma_i = \frac{e^2 n_i \tau}{m} = e n_i \mu_i$  — проводимость в слоях,  $\Omega = \frac{eH}{mc}$  — циклотронная частота,  $E$  — электрическое поле.

Условие  $j_y = 0$  означает, что

$$E_y = \Omega \tau E_x. \quad (3)$$

Тогда из выражения (1) следует

$$j_x = \sigma_2 E_x. \quad (4)$$

Приложенное вдоль оси  $X$  напряжение  $V_x$  распределяется между слоями. На пару слоев  $l_1$  и  $l_2$  приходится напряжение

$$\Delta V_x = \frac{V}{N}, \quad N = \frac{L_x}{l_1 + l_2}, \quad (5)$$

$L_{x,y,z}$  — размеры кристалла.

Распределение  $\Delta V_x$  осуществляется пропорционально их сопротивлениям

$$\frac{\Delta V_{1x}}{\Delta V_{2x}} = \frac{l_1 \cdot \sigma_2}{l_2 \cdot \sigma_1}. \quad (6)$$

Из (6) и равенства  $\Delta V_{1x} + \Delta V_{2x} = \Delta V_x$  имеем

$$\Delta V_{1x} = \Delta V_x \frac{l_1 \cdot \sigma_2}{l_2 \sigma_1 + l_1 \sigma_2}, \quad \Delta V_{2x} = \Delta V_x \frac{l_2 \cdot \sigma_1}{l_2 \sigma_1 + l_1 \sigma_2}. \quad (7)$$

Для электрических полей, действующих в слоях  $l_1$  и  $l_2$ , из (7) получим

$$E_{1x} = \Delta V_x \frac{\sigma_2}{l_1 \sigma_2 + l_2 \sigma_1}, \quad E_{2x} = \Delta V_x \frac{\sigma_1}{l_1 \sigma_2 + l_2 \sigma_1}. \quad (8)$$

Для холловского напряжения из (3) и (4) следует

$$E_y = \frac{H}{ecn} j_x, \quad (9)$$

откуда для холловской разности потенциалов получаем

$$\Delta E_y = \frac{H}{ecn_j} \cdot \frac{j_x}{H_z}. \quad (10)$$

При измерении холловской разности потенциалов происходит усреднение вдоль длины холловского контакта и вдоль оси  $X$ .

Уравнение (10) дает следующее выражение:

$$\Delta V_y = \frac{H \cdot I_x}{e \cdot c \cdot L_x} \cdot \frac{1}{l_1 + l_2} \left( \frac{l_1}{n_1} + \frac{l_2}{n_2} \right). \quad (11)$$

Для постоянной Холла по определению получаем

$$R_1 = \frac{1}{e \cdot c} \cdot \frac{1}{l_1 + l_2} \left( \frac{l_1}{n_1} + \frac{l_2}{n_2} \right). \quad (12)$$

Из выражения (4) при использовании внутри слоев значений полей (8) получаем с учетом (5)

$$j_x = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2 (l_1 + l_2)}{l_2 \cdot \sigma_1 + l_1 \cdot \sigma_2} \cdot \frac{V}{L_x}, \quad (13)$$

откуда следует значение эффективной проводимости  $\sigma_{\perp}^{\text{eff}}$

$$\sigma_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2 (l_1 + l_2)}{\sigma_1 \cdot l_2 + \sigma_2 \cdot l_1}. \quad (14)$$

Эффективная подвижность, согласно (14) и (12), есть

$$\begin{aligned} \mu_{\perp}^{\text{eff}} &= \sigma_{\perp}^{\text{eff}} \cdot R_{\perp} = \frac{1}{e} \cdot \frac{(l_1/n_1 + l_2/n_2)}{\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2} \sigma_1 \sigma_2 \\ &= \frac{e}{m} \cdot \frac{l_1/n_1 + l_2/n_2}{l_1/n_1 \tau_1 + l_2/n_2 \tau_2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Ток пропускается вдоль оси  $Y$ , холловское поле согласно условию  $j_x = 0$  таково, что

$$E_x = -\Omega \cdot \tau_i E_y. \quad (16)$$

Плотность тока вдоль  $Y$  различна в слоях  $l_1$  и  $l_2$

$$j_y(1) = \sigma_1 \cdot E_y, \quad j_y(2) = \sigma_2 \cdot E_y, \quad (17)$$

а заданный полный ток

$$I = \int dx dz j_y = L_z N (l_1 \sigma_1 + l_2 \sigma_2) E_y. \quad (18)$$

Отсюда для эффективной проводимости  $\sigma_{\parallel}^{\text{eff}}$  находим

$$\sigma_{\parallel}^{\text{eff}} = \frac{l_1 \sigma_1 + l_2 \sigma_2}{l_1 + l_2}. \quad (19)$$

Из (16) и (17) получаем для холловской разности потенциалов

$$\Delta V_x = - \int dx \cdot E_x = \int dx \cdot \frac{\lambda \tau j_y}{\sigma_1} = \frac{H}{ec} N E_y \left( \frac{\sigma_1 l_1}{n_1} + \frac{\sigma_2 l_2}{n_2} \right). \quad (20)$$

Константа Холла  $R_{\parallel}$ , согласно (20) и (18), равна

$$R_{\parallel} = \frac{1}{ec} \cdot \frac{\tau_1 l_1 + \tau_2 l_2}{n_1 \tau_1 l_1 + n_2 \tau_2 l_2}. \quad (21)$$

В итоге для эффективной подвижности находим из (19) и (21)

$$\mu_{\parallel}^{\text{eff}} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\tau_1 l_1 + \tau_2 l_2}{l_1 + l_2}. \quad (22)$$

Сравнивая выражения для  $R_{\perp}$  (12) и  $R_{\parallel}$  (21), отметим, что при равенстве концентраций  $n_1$  и  $n_2$  константа Холла становится изотропной:  $R_{\perp} = R_{\parallel}$ . Таким образом, чтобы связать нашу модель с результатами анизотропии подвижности, необходимо полагать  $n_1 \neq n_2$ .

Из сравнения формул для подвижности (15) и (22) следует, что

$$\mu_{\parallel}^{\text{eff}} \neq \mu_{\perp}^{\text{eff}} \quad \text{при} \quad \tau_1 \neq \tau_2.$$

Итак, для привязки модели к экспериментальным данным необходимо полагать, что  $n_1 \neq n_2$  и  $\tau_1 \neq \tau_2$ . Будем считать, что внутри слоя  $l_1$  рассеяние более эффективно и  $\tau_1 < \tau_2$ . Слой моделирует плоскость скольжения с дислокационным скоплением, если размер  $l_1$  можно сопоставить с радиусом ридовских цилиндров или с эффективным расстоянием, на котором действует дислокационная деформация. Концентрация носителей в этом слое уменьшена по отношению к объемной из-за электростатического выталкивания из области, занятой заряженными дислокациями, поэтому естественно принять, что  $n_1 < n_2$ . Для слабой деформации, когда плоскости скольжения, заполненные дислокационными скоплениями, редки, можно принять, что  $l_1 < l_2$ . Рассмотрим предельную ситуацию, когда эти неравенства

между параметрами являются сильными. Тогда для характеристики параллельного направления будем иметь

$$\mu_{\parallel}^{\text{eff}} = \frac{e \cdot \tau_2}{m}, \quad R_{\parallel}^{\text{eff}} = \frac{1}{e \cdot c \cdot n_2}, \quad \sigma^{\text{eff}} = \sigma_2, \quad (23)$$

(параметры промежуточного слоя), что естественно в предположении о шунтировании тока высокопроводящими участками. Поведение характеристик перпендикулярного направления зависит от взаимных отношений величин  $l_1/n_1$  и  $l_2/n_2$ .

Если принять, что

$$l_1/n_1 > l_2/n_2, \quad (24)$$

то получим

$$\mu_{\perp}^{\text{eff}} = e \tau_1 / m, \quad R_{\perp}^{\text{eff}} = 1/ec \times \frac{l_1}{l_2 n_2}, \quad \sigma_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{l_2}{l_1} \sigma_1. \quad (25)$$

Случай (24) отвечает экспериментальной ситуации, т. е. неравенствам  $\mu_{\perp}^{\text{eff}} < \mu_{\parallel}^{\text{eff}}$ ,  $R_{\perp} > R_{\parallel}$ ,  $\sigma_{\perp}^{\text{eff}} < \sigma_{\parallel}^{\text{eff}}$ .

Допущение противоположного условия

$$l_1/n_1 < l_2/n_2 \quad (26)$$

приводит к соотношению

$$R_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{1}{ec n_2}, \quad \sigma_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{l_2}{l_2/n_2 \tau_2 + l_1/n_1 \tau_1} \cdot \frac{e^2}{m},$$

$$\mu_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{e}{m} \cdot \frac{l_1/n_1}{l_2/n_2 \tau_2 + l_1/n_1 \tau_1}. \quad (27)$$

Тогда, согласно (27) и (23), исчезает различие между  $\mu_{\perp}$  и  $\mu_{\parallel}$ . В этом нетрудно убедиться, если подобрать предельные численные значения параметров  $l, n, \tau$  и подставить их в соответствующие формулы.

Далее обсудим физическую картину проявления рассеивающих свойств дефектов при введении в пластически деформируемый кристалл примесных атомов. Для слабых деформаций, когда без диффузии примесей существовала весьма большая анизотропия подвижности, в присутствии продиффундировавших акцепторных примесей индия произошло увеличение  $\mu$  как в ТПД-, так и в ЭПД-режимах. Этот факт может быть интерпретирован следующим образом. Легирование индием заметно повышает концентрацию ионизированных примесей. Поскольку в результате вместо понижения произошло увеличение подвижности, причиной этому может быть взаимное подавление двух механизмов рассеяния — дислокационного и примесного. Такая ситуация может осуществиться, если в дислокационном рассеянии было существенно электрическое взаимодействие дислокаций с носителями, обусловленное заряденностью дислокационных линий.

Следует заметить, что при малых деформациях, когда число дислокаций недостаточно велико и они расположены в виде плоских скоплений, может оказаться

достигнутым их предельное заряджение — электростатический барьер препятствует дальнейшему захвату дырок. Известно, что в  $p$ -Ge дислокации служат донорами и, захватывая дырки на себя, заряжаются положительно. Внедренные акцепторные атомы индия, заряженные отрицательно, должны в заметном количестве собраться на дислокационных линиях. При этом возможна существенная компенсация совместного — дислокационного и примесного — электростатического взаимодействия с носителями. Только в таком случае можно ожидать общего увеличения подвижности  $\mu$  в кристаллах. Таким образом, мы предполагаем, что ионы индия в значительной степени исключаются из числа эффективных рассеивателей и заметно ослабляют рассеивающие свойства дислокаций.

В пользу такой интерпретации говорит и тот факт, что ионный радиус индия заметно отличается от радиуса атома матрицы, и поэтому следует ожидать, что ионы индия более сильно "замещаются" на дислокацию, чем атомы галлия, исходно легирующие кристаллы германия, и в итоге важная составляющая электростатического потенциала рассеяния носителей заряда подавляется, что обуславливает рост эффективной подвижности.

Значительно меньшая анизотропия подвижности для образцов из ЭПД-режима с перпендикулярной и параллельной ориентациями линий тока и плоскостей скольжения, возможно, связана с вовлечением большого числа плоскостей скольжения уже на ранних стадиях деформации ввиду предполагаемой в [13] локализации теплового действия электрического тока. Это предположение коррелирует с известным фактом отсутствия анизотропии подвижности в образцах, деформированных термопластически при высоких температурах [14].

Что касается минимума температурной подвижности, наблюдаемого при ТПД-способе, то его дислокационное происхождение бесспорно и он может быть связан с проявлением резонансного рассеяния на мелком дислокационном уровне. Минимум в поперечной ориентации можно усмотреть и в формуле (15), если предположить, что по мере понижения температуры происходит переход от неравенства (25) к неравенству (27) и далее к неравенству (24). При этом  $\mu_{\perp}$  достигает величины  $e\tau_2/m$ , совпадающей с  $\mu_{\parallel}$ . Тенденция к немонотонности поведения  $\mu_{\perp}$ , таким образом, содержится в рассмотренной нами модели, однако величина эффекта трудно сопоставима с экспериментальными данными. Для более точных выводов необходимы детальные эксперименты.

## Список литературы

- [1] М.А. Алиев, Х.О. Алиева, В.В. Селезнев. ФТТ **40**, 10, 1816 (1998).
- [2] В.Г. Еременко, В.И. Никитенко, Е.Б. Якимов. Письма в ЖЭТФ **26**, 2, 7275 (1977).
- [3] Ю.А. Осипян, С.А. Шевченко. Письма в ЖЭТФ **18**, 4, 256 (1973).

- [4] И.В. Кляцина, М.А. Кожух, С.М. Рывкин, В.А. Трунов, И.С. Шлимак. ФТП **13**, 6, 1089 (1979).
- [5] И.В. Кляцина, М.А. Кожух, С.М. Рывкин, В.А. Трунов, И.С. Шлимак. Письма в ЖЭТФ **29**, 5, 289 (1979).
- [6] В.Е. Панин. Изв. вузов. Физика **41**, 1, 7 (1998).
- [7] Т. Судзуки, Х. Есианага, С. Таксеути. Динамика дислокаций и пластичности. Мир, М. (1989).
- [8] И. Пригожин. От существующего к возникающему. Наука, М. (1985). 327 с.
- [9] В.С. Иванова, А.С. Баланкин, И.Ж. Бунин, А.А. Оксогоев. Синергетика и фракталы в материаловедении. Наука, М. (1994). 383 с.
- [10] М.А. Алиев, Х.О. Алиева, В.В. Селезнев. ФТТ **37**, 12, 3732 (1995).
- [11] Г.А. Конторова. ФТТ **9**, 1235 (1967).
- [12] О.В. Конончук, В.И. Орлов, О.В. Феклисова, Е.Б. Якимов, Н.А. Ярыкин. ФТП **30**, 2, 256 (1996).
- [13] М.А. Алиев, Х.О. Алиева, В.В. Селезнев. ФТТ **38**, 11, 3372 (1996).
- [14] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. Наука, М. (1984). 267 с.