

УДК 539.214

## О ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Б. Шижин, Н. И. Шижина

Предложена модификация существующей теории заряженных дислокаций, позволяющая учесть наличие в запрещенной зоне полупроводника нескольких дискретных электронных уровней дислокационного происхождения. Изучены равновесные характеристики полупроводника с заряженными дислокациями в условиях, когда электронный спектр на дислокациях содержит несколько уровней. Построена система кинетических уравнений, позволяющая описывать кинетику заполнения заряженных дислокаций в условиях, приближенных к реальным, т. е. с учетом сложности электронного спектра, влияния на кинетику деформационного потенциала и т. д. Исследовано решение предложенных уравнений в линейном приближении при наличии в электронном спектре двух дискретных уровней.

Многочисленные эксперименты с заряженными дислокациями в полупроводниковых кристаллах, выполненные разными авторами, приводят к общему заключению о том, что дислокации являются многозарядными центрами локализации электронов (дырок) со сложным спектром, содержащим в запрещенной зоне полупроводника несколько дискретных уровней [1]. Вместе с тем, описание различных свойств заряженных дислокаций ведется, как правило,<sup>1</sup> в рамках приближения одного уровня, основы которого заложены еще в классических работах Рида [2, 3]. Приближение одного уровня может использоваться с определенными оговорками при расчете некоторых конкретных характеристик заряженных дислокаций. Однако для проблемы в целом это приближение оказывается недостаточным.

Целью данной работы является модификация существующей теории заряженных дислокаций с целью выхода за рамки приближения одного уровня. Необходимость такого обобщения будет продемонстрирована ниже на ряде примеров, определяющих равновесные свойства заряженных дислокаций и кинетику с их участием. В частности, подробно исследован вопрос о емкостной спектроскопии дислокационных уровней в кремнии с ориентацией на интересный набор экспериментальных данных, полученных в последнее время Кведером и др. [6].

## 1. Равновесное заполнение дислокационных уровней

Пусть для определенности речь идет о полупроводнике  $n$ -типа с плотностью доноров  $n_d$ . Плотность дислокаций  $N_d$  невелика, так что ридовские цилиндры радиуса  $R$  не перекрываются между собой. Спектр электронов на дислокации имеет набор уровней  $E_i$ ,  $i=1, 2, \dots, I$ , отсчитанных от дна зоны проводимости. Каждый из этих уровней обладает емкостью  $c_i \ll 1$ . Положение уровней  $E_i$  в запрещенной зоне полупроводника и соответствующие емкости  $c_i$  являются феноменологическими константами теории и должны определяться экспериментально.

<sup>1</sup> Библиография таких работ представлена, например, в книге [4] и последнем обзоре [6] Матаре.

Равновесный коэффициент заполнения  $f(T)$  отдельной заряженной дислокации в цилиндрически симметричном случае, имеющем место в случае  $\pi R^2 < N_d^{-1}$ , определяется следующими формулами, обобщающими известные соотношения Рида [2, 3],

$$f(T) = \sum_{i=1}^I \frac{c_i}{\exp\left(-\frac{E_i^* + V_c + F}{T}\right) + 1}, \quad (1)$$

$$V_c = e\varphi(r_s), \quad e\varphi(r) = \frac{e^2 f}{\epsilon a} \left[ 2 \ln \frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \right], \quad \pi R^2 n_d = \frac{f}{a}, \quad (2)$$

$$E_i^* = E_i + V_{\xi}\left(r_s, \frac{\pi}{2}\right), \quad (3)$$

$$V_{\xi}(r, \theta) = -\frac{W_0(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} \frac{b}{r} \sin \theta, \quad (4)$$

$$R^2 \gg r_d^2, \quad r_d^2 = \epsilon T / 4\pi e n_d, \quad V_c(r_s) \gg T. \quad (4a)$$

Здесь  $T$  — температура;  $F$  — положение уровня Ферми, отсчитанное от дна зоны проводимости;  $V_c$  — кулоновская энергия свободного электрона.

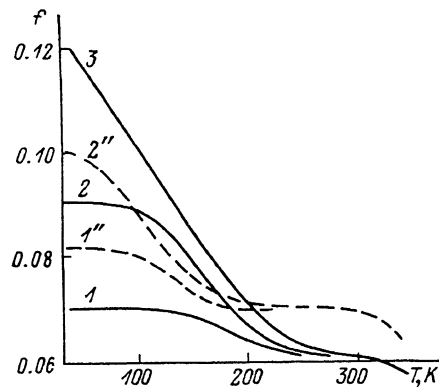


Рис. 1. Температурная зависимость полного коэффициента заполнения  $f(T)$  в модели с двумя уровнями.

Вариант 1 (сплошные линии)  $E_1=0.4$  эВ,  $c_1=1-0.01$ ,  $2-0.03$ ,  $3-0.1$ ;  $E_2=0.6$  эВ,  $c_2=0.05$ . Вариант 2 (штрихованные линии)  $E_1=0.4$  эВ,  $c_1=1-0.01$ ,  $2-0.03$ ;  $E_2=0.6$  эВ,  $c_2=0.07$ . Химпотенциал  $F$  рассчитан для  $n$ -германия с плотностью доноров  $n_d=2.4 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

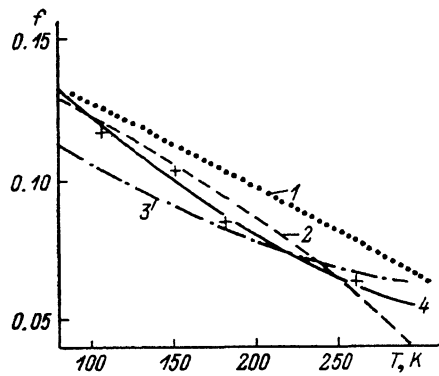


Рис. 2. Различные варианты обработки экспериментальных данных о температурной зависимости  $f(T)$ .

Кривая 1 — приближение Рида (линия из точек):  $E_1 + V_c = F$ , энергия  $E_1=0.4$  эВ, химпотенциал  $F$  аналогичен использованному для построения кривых рис. 1. Кривая 2 (штрихованная линия) рассчитана с привлечением формулы (5), энергия  $E_1=0.4$  эВ. Кривая 3 (штрихпунктир) — определение  $f(T)$  (1) в модели с двумя уровнями:  $E_1=0.33$  эВ,  $c_1 > 0.5$ ;  $E_2=0.6$  эВ,  $c_2=0.05$ . Кривая 4 (сплошная линия) — расчет  $f(T)$  с помощью (1) в модели с двумя уровнями при учете деформационной добавки  $\tilde{V}_{\xi}$ , смысл которой пояснен в тексте. Кресты — экспериментальные точки из [7].

трона в поле заряженной дислокации;  $r_d$  — дебаевский радиус;  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная образца;  $V_{\xi}(r, \theta)$  — энергия деформационного взаимодействия электрона с дислокацией;  $W_0$  — константа деформационного взаимодействия;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $\theta$  — угол в цилиндрической системе координат с осью  $Oz$  вдоль оси дислокации и началом отсчета от плоскости скольжения;  $b$  — вектор Бюргерса. Радиус  $r_s$ , на котором происходит обрезание расходящихся в окрестности оси дислокации, определяет положение седловой точки, существующей в комбинированном потенциале  $V_c(r) + V_{\xi}(r, \theta)$ . Более четкое определение  $r_s$  будет дано ниже (см. формулу (9)). Здесь же имеет смысл отметить, что проблема обрезания фактора на малых расстояниях присутствует в любых вариантах теории заряженных дислокаций. Наличие этого произвола не очень сильно

влияет на большинство результатов, так как соответствующая длина встречается лишь под знаком логарифма. Включение деформационной добавки  $V_\varepsilon(r_s, \pi/2)$  в энергии  $E_i^*$  не имеет особого смысла в равновесных условиях, ибо константы  $E_i$  не определены и сами должны находиться из сравнения теории с экспериментом. Тем не менее такое представление  $E_i^*$  удобно при обобщении теории на неравновесный случай. По этой же причине введена длина  $r_s$  в определении кулоновской энергии  $V_c$  в окрестности оси заряженной дислокации (вместо традиционного расстояния  $c=a/f$ , где  $a$  — межатомное расстояние).

Неравенства  $R^2 \gg r_d^2$  и  $V_c \gg T$  (4а), выполняющиеся с большим запасом для обсуждаемой задачи, позволяют использовать следующие упрощения. Во-первых, определение кулоновской энергии  $V_c(r)$  (2) в условиях  $R^2 \gg r_d^2$  можно строить с использованием геометрических представлений о границе ридовского цилиндра  $r=R$ , на которой должно обращаться в нуль электрическое поле вокруг заряженной дислокации. Во-вторых, неравенство  $V_c(r_s) \gg T$  дает возможность не учитывать кинетической энергии электронов, осевших на дислокации, по сравнению с энергией электрон-электронного взаимодействия, имеющего в основном кулоновское происхождение. Последнее обстоятельство весьма существенно, так как до настоящего времени достоверная информация о динамических характеристиках электронов при их движении вдоль оси заряженных дислокаций отсутствует.

Располагая выражением для  $f(T)$  (1), нетрудно понять недостатки приближения одного уровня, которое с интересующей нас точностью записывается так

$$f_1 = \frac{c_1}{\exp\left(-\frac{E_1 + V_c^{(1)} + F}{T}\right)}, \quad V_c^{(1)} = \frac{e^2 f_1}{\varepsilon a} \left[ 2 \ln \frac{R}{r_s} - \left(1 - \frac{r_s^2}{R^2}\right) \right], \quad (5)$$

$$\pi R^2 n_d = f_1/a.$$

Очевидно, что определение  $f_1(T)$  (1) не сводится к (5) даже в приближении низких температур, когда все уровни, кроме первого, уже полностью заполнены электронами. В этом случае имеем из (1)

$$\left. \begin{aligned} f - \sum_{i=2}^I c_i &\equiv f_1 = \frac{c_1}{\exp\left(-\frac{E_1 + V_c + F}{T}\right) + 1}, \\ V_c &= \frac{e^2}{\varepsilon a} (f_1 + c_2 + \dots + c_I) \left[ 2 \ln \frac{R}{r_s} - \left(1 - \frac{r_s^2}{R^2}\right) \right], \\ \pi R^2 n_d &= (f_1 + c_2 + \dots + c_I)/a. \end{aligned} \right\} \quad (1а)$$

Разница между определениями  $f_1$  из (5) и (1а) заключается в различных выражениях для  $V_c$ . В случае (1а) кулоновская энергия  $V_c$  сохраняет информацию о глубоких заполненных уровнях, т. е. в принципе эта энергия больше, чем  $V_c^{(1)}$  в приближении одного уровня.

Конкретное поведение полного коэффициента заполнения  $f$  в функции от  $T$  для германия с параметрами из [7] в модели с двумя уровнями и разными вариантами значений  $E_i$ ,  $c_i$  приведено на рис. 1.

При этом энергия и емкость нижнего уровня определяются достаточно хорошо из анализа данных о поведении заряженных дислокаций в  $p$ -германии [1, 8],<sup>2</sup> что дает  $E_2 \approx 0.6$  эВ,  $c_2 = 0.05$ . Что касается верхнего уровня,

<sup>2</sup> Привлекая к обсуждению эксперименты [8, 9], необходимо уточнить некоторые определения, использованные выше. Дело в том, что дислокации в полупроводниках являются амфотерными центрами, проявляющими акцепторные либо донорные свойства в зависимости от положения уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника. Характерная метка на шкале энергий, разделяющая акцепторные и донорные состояния дислокационного происхождения, находится в нижней части запрещенной зоны Ge и Si. Поэтому в полупроводниках  $n$ -типа дислокации ведут себя как акцепторы. Соответствующие связанные состояния обозначены выше через  $E_i$ . В полупроводниках

то для него использовано значение  $E_1 \approx 0.4$  эВ, рекомендованное в [7], и набор значений  $c_1 = 0.01, 0.03, 0.1$ , иллюстрирующих роль  $c_1$  в заполнении верхнего уровня.

Следующий рис. 2 демонстрирует разные варианты обработки экспериментальных данных о поведении  $f(T)$  для  $n$ -германия в интервале температур 100—300 К (экспериментальные точки из [7]). Для сравнения на этом же рисунке собраны 4 варианта расчетных кривых: 1) простейший вариант теории Риды с одним уровнем (подгоночный параметр  $E_1$  выбран равным  $E_1 \approx 0.4$  эВ, емкость уровня произвольна), 2) уточненный вариант теории Риды (см. формулу (5)), параметр  $E_1$  равен 0.4 эВ; 3) поведение  $f(T)$ , следующее из определения  $f(T)$  (1) в модели с двумя уровнями и параметрами нижнего уровня  $E_2 = 0.6$  эВ,  $c_2 = 0.05$ , полученными, как отмечалось выше, из анализа данных [8], подгоночный параметр  $E_1$  выбран равным  $E_1 = 0.33$  эВ при  $c_1 > 0.5$ ; 4) расчет  $f(T)$  с помощью (1) при учете самосогласованной деформационной добавки  $V_\xi$  к энергии электрона, локализованного на дислокации,<sup>3</sup> параметры нижнего уровня аналогичны варианту 3), верхний уровень имеет характеристики  $E_1 = 0.3$  эВ,  $c_1 > 0.5$ . Для всех кривых рис. 1, 2 величина  $F$  имеет смысл химпотенциала для германия с плотностью доноров  $n_d = 2.4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Комментируя данные рис. 2, можно сказать, что обработка информации о равновесном коэффициенте заполнения оказывается весьма неопределенной (трудно отдать предпочтение одной из 4 — гладких кривых, рис. 2, идущих подобным образом вдоль экспериментальных точек). Однако, располагая независимыми сведениями об энергии глубоких уровней и их емкости, можно утверждать, что их существование приводит к заметной перенормировке свойств более высоких уровней (в случае данных рис. 2 разница между приближениями одного и двух уровней достигает примерно 30 %, т. е. достаточно велика).

Еще один существенный для дальнейшего вывода заключается в том, что емкость верхнего, самого мелкого уровня в дислокационном спектре не является аномально малой. Это утверждение следует из анализа экспериментальных данных о поведении  $f(T)$  в области достаточно низких температур, превосходящих, однако, температуру вымерзания электронов. В этой области  $T$  при ограниченной емкости верхнего уровня коэффициента заполнения  $f$  должен выходить на насыщение (как это показано на рис. 1). Реально такого поведения  $f$  не наблюдается, что дает основание для оценки емкости верхнего уровня  $c_1 > 0.5$ .

Итак, анализ равновесных свойств коэффициента заполнения в образцах  $n$ - и  $p$ -типа позволяет сделать следующие заключения о величинах

$p$ -типа, когда уровень Ферми опускается в нижнюю часть запрещенной зоны, возможно как акцепторное, так и донорное действие дислокаций. В первом случае работают нижние из уровней  $E_i$ , во втором — донорные состояния, которые уместно обозначить через  $E_p$ . Существенно, что пока электроны полностью заполняют донорные состояния  $E_p$ , они не вносят вклада в некомпенсированный заряд на оси дислокации (так же как и заполненные точечные доноры, являющиеся нейтральными). Это утверждение основано на экспериментальных данных [8, 9], свидетельствующих о том, что при переходе от акцепторного варианта к донорному полный заряд дислокации проходит через нуль. В связи с изложенными соображениями теория заполнения уровней  $E_i$  в полупроводниках  $n$ -типа может строиться без упоминания об уровнях  $E_p$ .

<sup>3</sup> С ростом  $f$  одномерная система электронов начинает дополнительно сжимать решетку в окрестности оси заряженной дислокации в соответствии с известными положениями теории деформационного потенциала. В результате энергия отдельного электрона на дислокации понижается на величину [10]

$$\tilde{V}_\xi \sim -W_0 \operatorname{div} \mathbf{u} = -\frac{W_0^2}{\mu} \frac{f}{\pi a r_0^2},$$

где энергия  $W_0$  аналогична использованной в определении  $V_\xi(r, \theta)$  (4),  $\mu$  — модуль сдвига, радиус  $r_0$  имеет смысл радиуса локализации на глубоком уровне. Поведение из (1) с учетом известных значений  $W_0 \leq 10$  эВ. [11],  $r_0 \sim 10$  Å,  $\mu \sim 10^{11}$  эрг/см<sup>3</sup> и других значений параметров, совпадающих с вариантом 3), изображено на рис. 2, кривая 4.

$E_i$ ,  $c_i$  для германия и кремния. В случае германия нижний уровень имеет параметры:  $E_2=0.6$  эВ,  $c_2 \leq 0.05$ . Что касается совокупности более высоких уровней, то в приближении двух уровней, использованном выше, их наличие описывается введением эффективного уровня  $E_1$  с параметрами  $E_1 \approx 0.3$  эВ,  $c_1 > 0.5$ .

Для кремния анализ данных о поведении  $f(T)$  в  $p$ -кремнии [9] и данных о омской спектроскопии [6] позволяет высказаться более определенно

$$E_1 = 0.24 \text{ эВ}, \quad c_1 > 0.5; \quad E_2 = 0.48 \text{ эВ}, \quad c_2 \approx 0.05; \\ E_3 \approx 0.58 \text{ эВ}, \quad c_3 \approx 0.03. \quad (6)$$

Более подробно эти числа будут обсуждаться ниже.

Следует отметить, что приведенные выше числа, характеризующие уровень  $c_i$ , имеют, скорее всего, плохую точность, так как определялись из достаточно косвенных экспериментальных данных. В связи с этим мы претендуем лишь на качественное утверждение о необходимости использования этих величин при описании свойств заряженных дислокаций в полупроводниковых кристаллах и надеемся в дальнейшем на уточнение их значений.

## 2. Кинетика заполнения дислокационных уровней

А) Как отмечено в разделе 1, часть дислокационных уровней находится в нижней половине запрещенной зоны полупроводника. Это означает, что практически во всем, представляющем реальный интерес интервале температур дислокации оказываются достаточно сильно заряженными (в смысле  $eV_c(r_s)/T > 1$ ). В подобных условиях для перехода из объема на дислокацию или обратно свободный электрон должен преодолеть потенциальный барьер

$$V(r, \theta) = V_c(r) + V_\xi(r, \theta). \quad (7)$$

Здесь  $V_c(r)$  из (2),  $V_\xi(r, \theta)$  из (4).

Отсутствие цилиндрической симметрии и невозможность разделения переменных при вычислениях с потенциалом  $V(r, \theta)$  (7) серьезно затрудняют количественное описание кинетических явлений на заряженных дислокациях. Как правило, выход находится в пренебрежении деформационной частью потенциала [12, 13], что упрощает задачу (возникает цилиндрическая симметрия), но заметно искажает ее физическое содержание, ибо деформационный потенциал, слабо влияя на положение глубоких дислокационных уровней, оказывается вполне существенным при изучении вопроса о кинетике захвата электронов на дислокацию. В данной работе предпринята попытка учесть, хотя бы качественно, наличие деформационного потенциала в полном взаимодействии  $V(r, \theta)$  (7) электрона с дислокацией и проследить за его ролью в задаче о захвате электронов на дислокационные уровни. При этом используются следующие упрощающие предположения.

Очевидно, это электроны поступают в дислокационную воронку (либо выходят из нее) в основном через седловую область барьера  $V(r, \theta)$ , возникающую в результате наложения его кулоновской и деформационной частей. Экстремальная точка  $r_s$  расположена в плоскости  $\theta = \frac{1}{2}\pi$  (там, где  $\sin \theta = +1$ ) и определена условием

$$\left. \frac{\partial V(r, \theta)}{\partial r} \right|_{\substack{r=r_s \\ \theta=\pi/2}} = 0, \quad r_s = \frac{(1-2\nu)W_0}{2\pi(1-\nu)V_0^0} b, \quad V_0^0 = \frac{2e^2f}{\epsilon a}. \quad (8)$$

Учитывая численное значение  $W_0 \leq 10$  эВ [11], седловая точка  $r_s$  потенциала  $V(r, \theta)$  может находиться на квазимикроскопическом расстоянии

от оси дислокации  $r_s \gg b$ . Одно из предположений, использованных ниже, заключается в том, что неравенство

$$r_s \gg b \quad (9)$$

действительно имеет место. При фиксированном значении  $W_0$  это требование всегда может быть реализовано выбором соответствующего значения коэффициента заполнения  $f$ .

Наличие деформационного притяжения электронов к заряженной дислокации на расстояниях  $b < r < r_s$ , позволяет использовать при отыскании длины захвата  $\lambda$  рассуждения, известные из теории захвата (рекомбинации) электронов на притягивающие центры [14, 15]. При этом, как обычно, надо полагать, что существенное изменение электронной функции распределения возникает лишь в области  $r < r_s$ . Что касается основной части ридовского цилиндра  $r_s < r < R$ , то здесь имеет место бoльцмановское распределение электронов в потенциале  $V(r, \theta)$

$$n(r, \theta) = n_0 \exp\left(-\frac{V(r, \theta)}{T}\right), \quad r \gg r_s. \quad (10)$$

Б) В условиях, когда энергетические потери для электронов в полупроводнике возникают в основном за счет электрон-фононного взаимодействия, задача о захвате электронов на дислокацию сводится к решению в энергетическом пространстве следующего уравнения относительно функции распределения

$$B(E) \left[ f(E) + T \frac{df}{dE} \right] = j, \quad (11)$$

$$B(E) = \frac{16\pi}{(2\pi\hbar)^3} \frac{m}{l_0} I(E), \quad l_0 = \frac{\pi\hbar^4 \rho}{2m^3 W_0^2}, \quad (12)$$

$$I(E) = \int_0^{r(E)} r dr \int_0^{\theta_0} \left[ \Lambda(r, E) 2\tilde{W} \frac{b}{r} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^2 d\theta, \quad (13)$$

$$\Lambda(r, E) = E - V_0 \ln \frac{R}{r} + \tilde{W} \frac{b}{r}, \quad \tilde{W} = \frac{(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} W_0,$$

$$\sin^2 \frac{\theta_0}{2} = \frac{r}{2b\tilde{W}} \Lambda(r, E), \quad \Lambda(r, E) = 0,$$

$$T > ms^2,$$

где  $E$  — энергия,  $j$  — поток электронов на дислокацию,  $\rho$  — плотность кристалла,  $s$  — скорость звука,  $m$  — эффективная масса электрона,  $V(r, \theta)$  из (7). Интегрирование в (13) ведется по области  $E < V(r, \theta)$ , причем захватывается лишь участок с  $0 \leq r \leq r_s$ . В области  $r > r_s$  функция распределения полагается максвелловской (в соответствии с (10)).

Граничные условия к уравнению (11) суть

$$f(E) |_{E \rightarrow -\infty} \rightarrow 0, \quad f(E) |_{E \rightarrow V(r_s)} \rightarrow f_M(E), \quad (14)$$

$$f_M(E) = A \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad A = \frac{n}{2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT}\right)^{3/2},$$

где  $n$  — равновесная плотность электронов вдали от дислокации.

Величина  $\lambda$  связана с  $j$  соотношением

$$j = \lambda v_T \tilde{n}, \quad v_T^2 = 2T/m, \quad \tilde{n} = n \exp\left[-\frac{V(r_s)}{T}\right]. \quad (15)$$

Здесь  $v_T$  — тепловая скорость электронов,  $\tilde{n}$  — локальная плотность электронов в окрестности седловой точки.

В результате

$$\lambda = \frac{\pi^{3/2} \hbar^3 n}{mT \tilde{n}} \left[ \int_{-\infty}^{V(r_s)} \exp\left(\frac{E}{T}\right) B^{-1}(E) dE \right]^{-1}. \quad (16)$$

Интересно отметить, что в использованном для вычисления  $\lambda$  диффузионном приближении дискретный характер дислокационного спектра не существен. В результате длина захвата  $\lambda$  не имеет специального индекса « $i$ » и зависит от параметров дислокации непрерывным образом.

Учитывая, что основной вклад в часть интеграла (16) дает окрестность его верхнего предела, можно оценить выражение для  $\lambda$  приближенно. Ограничиваясь при этом логарифмической точностью по параметру  $\frac{r_s}{b} \gg 1$ , имеем

$$\lambda \simeq 2.37 \frac{r_s^2}{l_0} \Gamma^2 \ln \frac{r_s}{b} \equiv 2.37 \frac{b^2}{l_0} \frac{\bar{W}^2}{T^2} \ln \frac{r_s}{b}, \quad \Gamma = \frac{V_c^0}{T}. \quad (17)$$

Интересно отметить, что в конечном итоге длина  $\lambda$  зависит от коэффициента заполнения  $f$  лишь логарифмически.

В) Система кинетических уравнений, определяющих кинетику заполнения дислокационных уровней, выглядит традиционным образом [11]

$$\dot{f}_i(t) = \sum_j f_j(t), \quad (18)$$

$$\dot{f}_i = a \lambda v_T [\bar{n} (c_i - f_i) - n_i f_i], \quad (19)$$

$$n_i = N_c(T) \exp(-E_i/T), \quad \bar{n} = n \exp\left[-\frac{V(r_s)}{T}\right]. \quad (20)$$

В определениях (18)–(20)  $\lambda$  — эффективная длина захвата из (17),  $N_c(T)$  — эффективная плотность состояний для электронов в зоне проводимости,  $a$  — межатомное расстояние вдоль оси дислокации, возникающее в уравнении (19) в связи с предположением, что захватывать электроны может каждая оборванная связь на дислокации,  $\bar{n}$  — локальная плотность электронов в окрестности седловой точки потенциала  $V(r, \theta)$  (7).

Полагая, что возмущение носит температурное происхождение и изменение температуры  $\delta T$  отвечает требованиям линейности возмущения, т. е.  $\delta T < T$ ,  $\delta V_c < T$ , нетрудно найти в приближении двух уровней характерные обратные времена системы (18)

$$\delta f(t) = \left[ \frac{\partial f_1}{\partial T} \exp(-\gamma_1 t) + \frac{\partial f_2}{\partial T} \exp(-\gamma_2 t) \right] \delta T, \quad (21)$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right)^2 + 2 \frac{\Gamma_*^2}{\tau_1^2 \tau_2^2}},$$

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_i^0} + \frac{\Gamma_*}{\tau_i^0}, \quad \Gamma_* = \Gamma \ln \frac{R}{r_s},$$

$$\frac{1}{\tau_i^0} = a \lambda v_T n_i \left( \frac{f_i}{c_i - f_i} + 1 \right), \quad \frac{1}{\tau_b} = a \lambda v_T n_i f_i.$$

Наблюдаемое время релаксации  $\tau^*$  естественно определить выражением

$$\tau^* = \frac{\int_0^\infty \delta f(t) dt}{\delta f(0)} = \frac{\frac{\partial f_1}{\partial T} \gamma_1^{-1} + \frac{\partial f_2}{\partial T} \gamma_2^{-1}}{\frac{\partial f_1}{\partial T} + \frac{\partial f_2}{\partial T}}. \quad (22)$$

Согласно (22), на разных температурных интервалах основной вклад в наблюдаемое время  $\tau^*$  дают разные  $\gamma_i$ , причем отбор наиболее эффективных из них осуществляется начальными амплитудами  $\partial f_i / \partial T$ , содержащими информацию о степени заполнения отдельных дислокационных уровней при данной температуре.

В качестве примера использования определения  $\tau^*$  приведем обработку экспериментальных данных о температурной зависимости наблюдаемого времени релаксации  $\tau^*$ , полученных в [7] для деформированного  $n$ -гер-

мания в достаточно широком интервале температур. Вычисления осуществлены в двух вариантах с использованием приближения одного либо двух уровней. Соответствующие данные о спектре дислокационных состояний германия приведены выше, в разделе 1. Длина захвата  $\lambda$ , являющаяся подгруппочным параметром, согласно соображениям, изложенным выше (см. комментарии к формуле (16)), не зависит от номера уровня. Это означает, что в приближении двух уровней величина  $\lambda$  одинакова для обоих уровней. Результаты обработки собраны в таблице.

Значения параметра  $\lambda$  для разных температур в приближении одного либо двух уровней

T, K	$\lambda_1$ , см	$\lambda_2$ , см
80	$9.4 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^{-4}$
110	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$
125	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$
150	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-8}$
175	$5.2 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$

Комментируя содержание таблицы, отметим прежде всего, что во всех вариантах расчета величина  $\lambda$  для  $T \leq 80$  К аномально велика. Это скорее всего свидетельствует о необходимости учета в данной области температур конечной вероятности туннелирования электронов через кулоновский барьер. Что касается конкретных значений  $\lambda$  в области  $T \geq 100$  К, то приближение двух уровней с  $E_1=0.3$  эВ,  $c_1=1$ ,  $E_2=0.6$  эВ,  $c_2=0.05$  дает гораздо более разумный масштаб  $\lambda \geq 10^{-7}$  см, чем приближение одного уровня с  $E_1=0.4$  эВ.

Примечание. Вариант 1:  $E_1=0.4$  эВ,  $c_1=1.0$ ;  $E_2=0$ ,  $c_2=0$ . Вариант 2:  $E_1=0.3$  эВ,  $c_1=1.0$ ;  $E_2=0.6$ ,  $c_2=0.05$ .

Литература

- [1] Осипьян Ю. А. Sol. Sci. Rev. (A), 1982, vol. 4, p. 219—286.
- [2] Read W. T. Yu. Phil. Mag., 1954, vol. 45, N 367, p. 775—796.
- [3] Read W. T. Yu. Phil. Mag., 1955, vol. 46, N 373, p. 111—131.
- [4] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974. 463 с.
- [5] Mataré H. F. J. Appl. Phys., 1984, vol. 58, N 10, p. 2605—2631.
- [6] Kveder V. V., Ossipyan Yu. A., Schröter W., Zoth G. Phys. St. Sol. (A), 1982, vol. 72, N 2, p. 701—713.
- [7] Колубакин А. Н., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 3, с. 975—987.
- [8] Schröter W. Phys. St. Sol., 1967, vol. 21, N 2, p. 211—224; Kolyubakin A. I., Shevchenko S. A. Phys. St. Sol. (A), 1981, vol. 63, N 2, p. 677—687.
- [9] Grazhulis V. A., Kveder V. V., Mukhina V. Yu. Phys. St. Sol. (A), 1977, vol. 43, N 2, p. 407—415.
- [10] Давыдов А. С. Теория твердого тела. М.: Наука, 1976. 639 с.
- [11] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [12] Figielski F. Phys. St. Sol., 1964, vol. 6, N 2, p. 429—440; 1965, vol. 9, N 2, p. 555—566; 1965, vol. 10, N 1, p. 75—78.
- [13] Варданян Р. А. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 6, с. 2241—2248.
- [14] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яснеевич И. Н. ФТП, 1978, т. 12, № 1, с. 3—32.
- [15] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527 с.

Институт физики твердого  
тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
17 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
27 октября 1987 г.