

©1995 г.

О РОЛИ ДЫРОК В ФОРМИРОВАНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПОЛНЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ *n*-ТИПА ПРОВОДИМОСТИ

Ю.В.Шижина, Н.И.Шижина

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432, Черноголовка, Россия

(Получена 9 августа 1994 г. Принята к печати 26 августа 1994 г.)

Показано, что неосновные носители (дырки) могут играть определенную роль в формировании коэффициента заполнения заряженных дислокаций деформированного *n*-германия.

Существующий расчет [1,2] равновесного коэффициента заполнения f заряженных дислокаций в полупроводниках *n*-типа проводимости не учитывает наличия неосновных дырок в объеме полупроводника в связи с экспоненциальной малостью их плотности. Однако глубина акцепторных дислокационных уровней, сравнимая с шириной запрещенной зоны полупроводника, а также достаточно большая плотность дырочных состояний в валентной зоне делают вопрос о влиянии дырок на величину f не столь беспочвенным. Цель данной заметки — оценка роли дырок в формировании коэффициента заполнения отдельной заряженной дислокации в полупроводнике *n*-типа проводимости (в германии или кремнии).

1. Положительно заряженные дырки притягиваются к отрицательно заряженным в полупроводниках *n*-типа проводимости дислокациям, причем довольно нетривиальным способом. В самом деле, подсчитаем полное число дырок N_+ на единицу длины дислокации, втянутых внутрь ридовского цилиндра, окружающего отдельную заряженную дислокацию:

$$N_+ = 2\pi \int_{C_-}^R n_p \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) r dr, \quad (1)$$

$$\varphi(r) = \frac{ef_-}{\chi a} \left\{ 2 \ln \frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right\}, \quad (2)$$

$$n_p = n_*(T) \exp(-F/T), \quad (3)$$

$$n_* = 2(2\pi m_p \Gamma h^{-2})^{3/2}, \quad (3a)$$

$$\pi R_-^2 n_d = a^{-1} f_-, \quad c_- = a f_-.$$

Здесь f_- — коэффициент заполнения дислокации электронами, χ — диэлектрическая проницаемость, a — период решетки вдоль оси дислокации, R_- — так называемый ридовский радиус экранирования. Используя (1), (2), мы подразумеваем применимость теории возмущений для оценки плотности дырок.

С учетом (2) выражение для N_+ приводится к виду

$$N_+ = 2\pi n_p \int_{C_-}^R \left(\frac{R}{r}\right)^{2\Gamma} \exp\left[-\Gamma\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)\right] r dr, \quad (4)$$

$$\Gamma = e^2 f / (\chi a T).$$

Нетрудно показать, что внутри цилиндра дырки распределены по-разному в двух предельных случаях: $\Gamma < 1$ и $\Gamma > 1$. В первом из них дырки заполняют почти равномерно весь ридовский цилиндр. Этот случай не очень интересен с точки зрения поведения полного коэффициента заполнения и поэтому обсуждаться не будет. В обратном предельном случае локализованные дырки собраны в основном вблизи оси заряженной дислокации, причем переход от одной асимптотики к другой происходит весьма резко при перевале через порог $\Gamma = 1$. Это свойство характерно для цилиндрически симметричного уравнения Пуассона и хорошо известно в теории полиэлектролитов [3].

Вычисляя интеграл в (4) в пределе $\Gamma > 1$, имеем

$$N_+ = 2\pi n_p \left(\frac{R}{C_-}\right)^{2\Gamma} C_-^2. \quad (5)$$

Очевидно, что полный коэффициент заполнения f должен складываться из f_- и (учитывая сильную локализацию дырок в окрестности ядра дислокации) f_+ ,

$$f_+ = N_+ a, \quad (6)$$

где N_+ берется согласно (5).

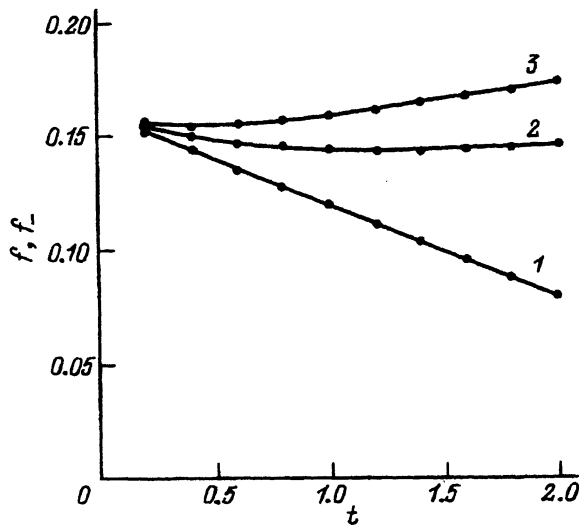
Таким образом, соотношение

$$f = f_- - f_+, \quad f_+ = f_+(f_-), \quad (7)$$

связывающее эффективный коэффициент заполнения f с величиной f_- , должно в принципе содержать информацию о том, насколько велико влияние N_+ на f .

Для анализа уравнения (7) полезно осуществить несколько упрощений. Во-первых, учитывая определение n_p (3), а также уравнение для отыскания f_- в теории [1,2]

$$-E_d + V_c = -F, \quad V_c = e\varphi(C_-) \quad (8)$$



Зависимости $f(t)$ (1) и $f_-(t)$ (2, 3) для различных значений δ :
 2 — $0.001t^{3/2}$, 3 — $5 \cdot 10^{-4}t^{3/2}$.

(E_d — положение дислокационного уровня по отношению к дну зоны проводимости), можно привести f_+ к виду

$$f_+ = 2\pi f_-^{-2} n_* a^3 \exp(-\Delta/T), \quad \Delta = E_g - E_d. \quad (9)$$

Во-вторых, имея в виду структуру определения f_+ (9) и возможное дополнительное влияние деформационного потенциала на локализацию дырок в окрестности ядра дислокации, придадим формуле (9) модифицированную форму

$$f_+ = 2\pi f_-^{-2} n_* a^3 \exp(-\Delta/T) \exp(\varepsilon/T). \quad (9a)$$

Здесь n_* — из (3а), энергия ε характеризует деформационное притяжение дырок к дислокации, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника.

Итак, уравнение (7) с учетом (9), (9а) записывается следующим образом:

$$f = f_- - \delta f_-^{-2}, \quad \delta = 2\pi n_*(t) a^3 \exp\left(\frac{-\Delta + \varepsilon}{T}\right). \quad (10)$$

Для германия (полагая дополнительно $\Delta - \varepsilon \ll T$) имеем

$$\delta = \delta_0 t^{3/2}, \quad \delta_0 \cong 0.001, \quad t = T [\text{K}]/100. \quad (11)$$

Величина $f(T)$ берется из эксперимента [4].

Поведение f_- как функции $f(T)$ для двух разных значений параметра δ_0 показано на рисунке. Очевидно, что влияние неосновных носителей (дырок) на формирование коэффициента заполнения отдельной заряженной дислокации весьма заметно.

Работа поддержана Международным научным фондом, грант — MRZ 000.

Список литературы

- [1] W.T. Read. J. Phil. Mag., **45**, 775 (1954).
- [2] W.T. Read. J. Phil. Mag., **45**, 1119 (1954).
- [3] М. Франк-Каменецкий, В. Аншелевич, Л. Лукашин. УФН, **151**, 595 (1987).
- [4] А.И. Колюбакин, Ю.А. Осипьян, Г.А. Шевченко. ЖЭТФ, **77**, 975 (1979).

Редактор Л.В. Шаронова

On the role of holes in building the population coefficient of charged dislocations in n-type semiconductors

Yu. V. Shikina, N.I. Shikina

Institute for Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia
