

Особенности междолинного рассеяния носителей тока в *n*-Si при высоких температурах

© А.В. Федосов⁺, С.В. Лунёв[†], С.А. Федосов^{*†}

⁺ Луцкий национальный технический университет,
43018 Луцк, Украина

^{*} Волынский национальный университет им. Леси Украинки,
43025 Луцк, Украина

(Получена 17 февраля 2010 г. Принята к печати 15 марта 2010 г.)

В *n*-Si возможно междолинное рассеяние электронов двух типов: *g*-рассеяние и *f*-рассеяние. С целью установления вклада *f*- и *g*-переходов в междолинное рассеяние исследовано пьезосопротивление кристаллов *n*-Si с исходной концентрацией носителей тока $1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и удельным сопротивлением при 300 К $\rho = 30 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в температурном интервале $T = 295\text{--}363 \text{ К}$. Насыщение пьезосопротивления с увеличением температуры смещается в область меньших напряжений. Характерной особенностью зависимости $\rho = \rho(T)$ в координатах $\lg \rho = f(\lg T)$ является переход от наклона 1.68 к 1.83 при $T > 330 \text{ К}$, что объясняется активным вкладом *g*-переходов в междолинное рассеяние в области высоких температур. Для проверки правильности объяснения зависимости $\rho = \rho(T)$ проведен ее расчет на основе теории анизотропного рассеяния с учетом междолинных переходов.

Известно, что в *n*-Si возможно междолинное рассеяние электронов двух типов: *g*-рассеяние (между долинами, которые размещены на одной оси) и *f*-рассеяние (между долинами, которые размещены на взаимноперпендикулярных осях) [1–4]. Результаты многих работ не дают однозначного ответа в отношении доминирующей роли *f*- или *g*-переходов [5–10]. В частности, в работах [1,2] показано, что определяющими в междолинном рассеянии для *n*-Si в температурном интервале 78–300 К являются *f*-переходы.

С целью установления вклада *f*- и *g*-переходов в междолинное рассеяние нами было исследовано пьезосопротивление кристаллов *n*-Si с исходной концентрацией носителей тока $1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и удельным сопротивлением при 300 К $\rho = 30 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в температурном интервале $T = 295\text{--}363 \text{ К}$.

На рис. 1 представлена температурная зависимость кривых пьезосопротивления $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для *n*-Si в геометрии приложенного напряжения **X** и тока **J** $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$. Согласно данным работ [1,2], в области температур $T = 78\text{--}300 \text{ К}$ насыщение пьезосопротивления с увеличением температуры смещается в область больших механических напряжений *X* (рис. 2, кривые 1–6), а наклон температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho = \rho(T)$ при механическом напряжении $X = 15\,000 \text{ кг/см}^2$ вдоль [100] после $T = 100 \text{ К}$ изменяется от $\rho \propto T^{2.3}$ к $\rho \propto T^{1.68}$. В нашем же случае, насыщение пьезосопротивления с увеличением температуры смещается в область меньших напряжений (рис. 1, кривые 1–5). Как известно [1], наличие пьезосопротивления для данного кристаллографического направления в *n*-Si объясняется переселением носителей тока из четырех долин с большей подвижностью μ_{\perp} , которые

поднимаются вверх по шкале энергий на величину

$$\Delta E_1 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (S_{11} - S_{12}) X + \frac{2}{3} \Xi_u (S_{11} - S_{12}) X, \quad (1)$$

в две долины с меньшей подвижностью μ_{\parallel} , которые опускаются вниз по шкале энергий на величину

$$\Delta E_2 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (S_{11} - S_{12}) X - \frac{1}{3} \Xi_u (S_{11} - S_{12}) X, \quad (2)$$

что ведет сначала к нарастающей зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ с последующим выходом на насыщение. Здесь Ξ_u и Ξ_d — константы деформационного потенциала, S_{11} и S_{12} — константы жесткости. Вследствие этого

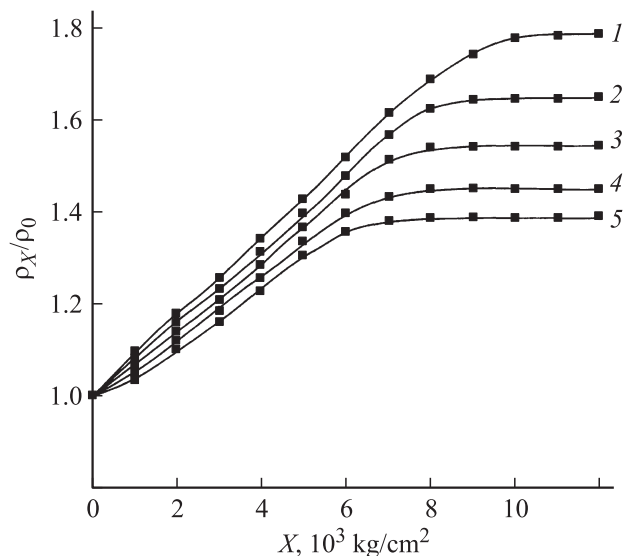


Рис. 1. Зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для *n*-Si при температурах *T*, К: 1 — 295, 2 — 313, 3 — 333, 4 — 353, 5 — 363.

[†] E-mail: luniovser@mail.ru

^{††} E-mail: fit@univer.lutsk.ua

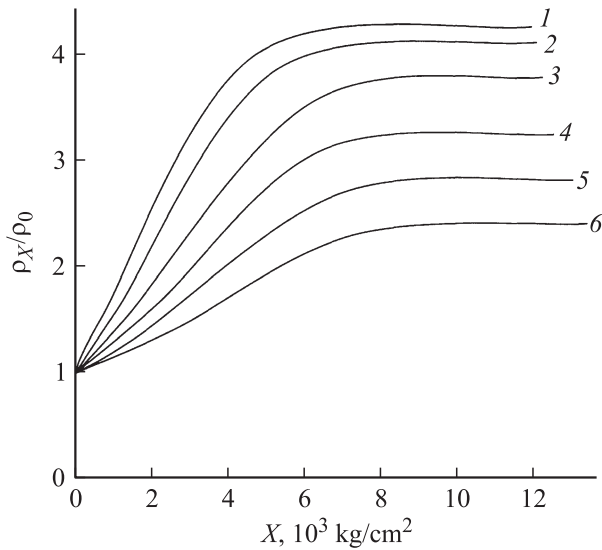


Рис. 2. Зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для n -Si при температурах T , К: 1 — 78, 2 — 118, 3 — 158, 4 — 198, 5 — 238, 6 — 300. Данные работы [2].

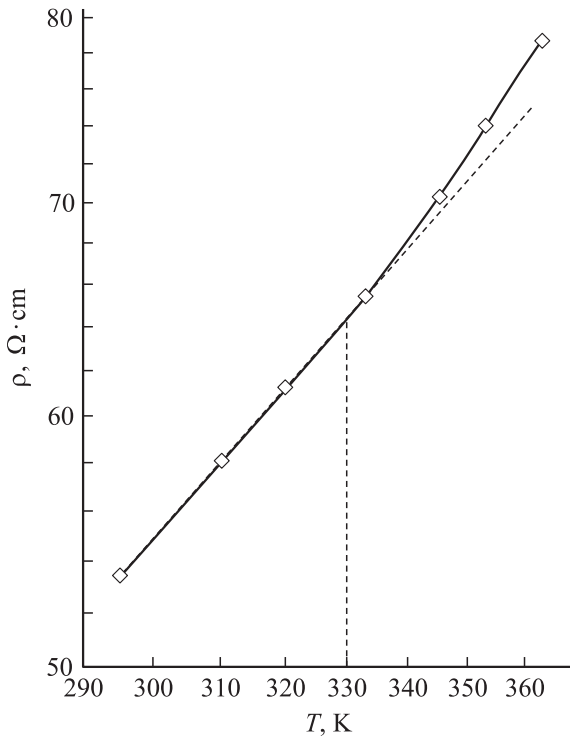


Рис. 3. Зависимость $\rho = \rho(T)$ в двойном логарифмическом масштабе для n -Si при $X = 13\,000$ кг/см².

между долинами двух групп появляется энергетический зазор:

$$\Delta E = \Xi_u(S_{11} - S_{12})X. \quad (3)$$

Удельная электропроводность кристалла n -Si при деформациях, которые обеспечивают полное переселение носителей тока в долины, расположенные в направле-

нии [100], имеет вид

$$\sigma_\infty = 6n_0e\mu_{\parallel}, \quad (4)$$

т.е. удельное сопротивление есть

$$\rho_\infty = \frac{1}{6n_0e\mu_{\parallel}}. \quad (5)$$

Наличие плато на зависимостях $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ (рис. 1 и 2) указывает на отсутствие f -переходов в междолинном рассеянии в n -Si при сильных одноосных упругих деформациях.

На рис. 3 представлена температурная зависимость удельного сопротивления $\rho = \rho(T)$ для упруго деформированного n -Si при $X = 13\,000$ кг/см² вдоль кристаллографического направления [100]. Как видно из рис. 3, характерной особенностью зависимости $\rho = \rho(T)$ (в координатах $\lg \rho = f(\lg T)$) является переход от наклона 1.68 к 1.83 при $T > 330$ К, что объясняется, по-видимому, активным вкладом g -переходов в междолинное рассеяние в области высоких температур.

Для проверки такого объяснения изгиба зависимости $\rho = \rho(T)$ на рис. 3 проведен расчет данной зависимости на основе теории анизотропного рассеяния с учетом междолинных переходов [1].

Запишем выражение для параллельной составляющей подвижности электронов в главных осях тензора эффективной массы:

$$\mu_{\parallel} = \frac{d_0 m_{\perp}}{n e m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad (6)$$

где

$$d_0 = -\frac{16\pi e^2 \sqrt{2m_{\parallel}} (kT)^{3/2}}{3h^3},$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} \tau_{\parallel}. \quad (7)$$

Выражение для компоненты тензора времени релаксации τ_{\parallel} при рассеянии на междолинных фононах имеет вид [1,11]

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{T\sqrt{kT}}{a_{\parallel}} \left[\sqrt{x} + \frac{2}{3} \varphi(x, T) \right], \quad (8)$$

где

$$\varphi(x, T) = \frac{28.5}{e^{190/T} - 1}$$

$$\times \left[\sqrt{x + \frac{190}{T}} + e^{190/T} \theta \left(x, \frac{190}{T} \right) \sqrt{x - \frac{190}{T}} \right] + \frac{1260}{e^{630/T} - 1}$$

$$\times \left[\sqrt{x + \frac{630}{T}} + e^{630/T} \theta \left(x, \frac{630}{T} \right) \sqrt{x - \frac{630}{T}} \right]. \quad (9)$$

Учитывая (5)–(8), получим

$$\rho_\infty = 3T\sqrt{\pi kT} m_{\parallel} / \left(4d_0 m_{\perp} a_{\parallel} \int_0^{\infty} \frac{x^{3/2} e^{-x} dx}{\sqrt{x + \frac{2}{3} \varphi(x, T)}} \right), \quad (10)$$

где $a_{\parallel} = 3.09 \cdot 10^{-17}$ эрг^{1/2} · К · с, $m_{\parallel} = 0.9163m_0$, $m_{\perp} = 0.1905m_0$, m_0 — масса свободного электрона.

Теоретические расчеты зависимости $\rho = \rho(T)$ согласно (10) почти полностью совпадают с полученными экспериментальными значениями рис. 3, что и объясняет изгиб данной зависимости при $T \approx 330$ К, который обусловлен междолинным рассеянием, а именно возрастающей ролью *g*-переходов в данной области температур.

Следовательно, в области высоких температур вклад *g*-переходов в междолинное рассеяние в *n*-Si будет достаточно ощутимым, в отличие от междолинного рассеяния в температурном интервале 78–300 К, где роль *g*-переходов второстепенна [1,2].

Список литературы

- [1] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец. *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (Киев, Наук. Думка, 1977).
- [2] П.И. Баранский, И.В. Даховский, В.В. Коломоец, А.В. Федосов. *ФТП*, **10**, 1480 (1976).
- [3] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [4] D. Long. *Phys. Rev.*, **120**, 2024 (1960).
- [5] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев, А.Ю. Ушаков. *ФТП*, **7**, 919 (1973).
- [6] P. Norton, T. Briggins, H. Levinstein. *Phys. Rev. B*, **8**, 5632 (1973).
- [7] В.В. Цыпленков, Е.В. Демидов, К.А. Ковалевский, В.Н. Шагин. *ФТП*, **42**, 1032 (2008).
- [8] В.В. Цыпленков, К.А. Ковалевский, В.Н. Шагин. *ФТП*, **43**, 1450 (2009).
- [9] С.В. Обухов, В.Г. Тютюрев. *ФТП*, **51**, 1051 (2009).
- [10] В.Н. Ермаков, А.В. Федосов, В.В. Коломоец, А.Е. Горин. *Новые технологии*, **2**, 48 (2008).
- [11] П.И. Баранский, И.В. Даховский. *ФТП*, **7**, 1627 (1973).

Редактор Л.В. Шаронова

Features of intervalley scattering of current carriers in *n*-Si at high temperatures

A.V. Fedosov⁺, S.V. Luniov⁺, S.A. Fedosov*

⁺ Lutsk National Technical University,
43018 Lutsk, Ukraine

* Lesya Ukrainka Volyn National University,
43025 Lutsk, Ukraine

Abstract Two types of intervalley scattering in *n*-Si are possible: *g*-scattering and *f*-scattering. Piezoresistance of *n*-Si crystals with initial carrier concentration $1.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and specific resistance at 300 K $\rho = 30 \Omega \cdot \text{cm}$ was investigated in the temperature interval $T = 295\text{--}363$ K to establish contributions of *f*- and *g*-transitions to intervalley scattering. The saturation of piezoresistance with increase of the temperature is displaced in the region of less tensions. A change of slope from 1.68 to 1.83 at $T > 330$ K is a characteristic feature of the dependence $\rho = \rho(T)$ in $\lg \rho = f(\lg T)$ coordinates. That is explained by an active contribution of *g*-transitions to intervalley scattering in the range of high temperatures. The calculation of this dependence on the basis of the anisotropic scattering theory taking into account intervalley transitions is conducted for verification of the $\rho = \rho(T)$ dependence explanation proposed.