

## ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ В $n$ -InSb

Л.Е.Воробьев, В.С.Комиссаров, В.И.Стафеев, А.Ю.Ушаков

В полупроводниках с сильным низкотемпературным рассеянием носителей тока на оптических фононах функция распределения горячих носителей тока в сильных электрических полях становится резко анизотропной<sup>1)</sup>, и отношение дрейфовой скорости  $v_{др}$  к хаотической  $v_x$  может достигать значений  $0,6 \div 0,7$  [1–3]. Это обстоятельство обуславливает анизотропию поглощения [2, 4] и внутризонного излучения [5] света горячими дырками в  $p$ -Ge, а также поглощения и рекомбинационного излучения горячих носителей тока в  $n$ -InSb [6, 7].

1. *Теория.* Покажем, что анизотропия функции распределения и непараболичность зоны проводимости приводят к анизотропии показателя преломления в сильных электрических полях. Пусть наряду с сильным электрическим полем  $F_0 \parallel oz$  на полупроводник действует слабое высокочастотное электромагнитное поле  $F_1 e^{i\omega t}$ , причем  $\omega\tau \gg 1$  ( $\tau$  – время релаксации по импульсам). Тогда на основании решения кинетического уравнения Больцмана получим для мнимой части тензора электропроводности

$$\sigma_{ij} = -i \frac{e^2}{\omega} \int \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial k_i \partial k_j} f(k) dk, \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор электрона,  $f(\mathbf{k})$  – функция распределения горячих электронов. Восприимчивость  $\chi_{ij} = -i\sigma_{ij}/\omega$ . Если  $F_0 = 0$ , то функция распределения  $f$  равновесная и (1) эквивалентно выражению для  $\chi$ , полученному в [8]. Пусть зона изотропная непараболическая кейновского типа, так что  $(\epsilon + \epsilon_g) / (\epsilon/\epsilon_g) = \hbar^2 k^2 / 2m_0^*$  ( $\epsilon_g$  – ширина запрещенной зоны), а функция распределения – смещенная максвелловская<sup>2)</sup>  $f = A \exp - (\epsilon(k) - \hbar k v_{др}) / kT_e$ <sup>3)</sup> ( $T_e$  – температура горячих электронов). В этом случае тензор электропроводности (1) диагонален (его компоненты  $\sigma_{zz}, \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ), а диэлектрическая постоянная – эллипсоид вращения. Кристалл становится оптически анизотропным с оптической осью, параллельной полю  $F_0$ . Разность показателей преломления для

1) При условии, что средняя энергия носителей тока  $\langle \epsilon \rangle$  меньше энергии оптического фонона  $k\theta$ .

2) Что справедливо, как показывают оценки и опыты по эффекту Фарадея на горячих электронах в  $n$ -InSb (9) при  $N > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  для пассивной ( $\epsilon < k\theta$ ) и активной ( $\epsilon > k\theta$ ) областей.

3) Авторы признательны И.Б.Левинсону за замечания относительно вида функции распределения.

двух поляризаций света  $F_{\parallel} \parallel F_0$  и  $F_{\perp} \perp F_0$  с точностью до членов  $kT_e/\epsilon_g$  и  $m_0^* v_{др}^2 / kT_e$  будет равна

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = -i \frac{2\pi}{\omega n_0} (\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) = \frac{2\pi e^2 N}{\omega^2 m_0^* n_0} \frac{2m_0^* v_{др}^2}{g} \times \left( 1 - \frac{m v_{др}^2}{2kT_e} - g \frac{kT_e}{\epsilon_g} \right) \quad (2)$$

( $N$  — концентрация электронов,  $n_0$  — показатель преломления решетки), а сдвиг фаз  $\delta\phi = 2\pi L (n_{\parallel} - n_{\perp}) / \lambda_0$  ( $L$  — длина кристалла в направлении распространения света,  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме).

2. *Эксперимент.* Плоско поляризованный свет, преобразованный в поляризованный по кругу с помощью призмы полного внутреннего отражения из Ge, проходил через кристалл  $n$ -InSb (напряжение распространения и сильное поле  $F_0$  перпендикулярны) и далее через анализатор. Длительность импульсов сильного поля 1,2 мксек, частота повторения 2 Гц.

Импульс модуляции света ( $M = \delta\phi$  при  $\delta\phi \ll 1$ ) регистрировался с помощью фотоусилителя (фотоприемник Ge + Zn при  $T_0 = 50^\circ\text{K}$ ) и синхронного детектора, а также мог наблюдаться по осциллографу. Форма импульса модуляции совпадала с формой импульса сильного поля, а глубина модуляции при  $N = 6,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $L = 8 \text{ мм}$  достигала 16%. В качестве источника света использовался как лазер на  $\text{CO}_2$  ( $\lambda_0 = 10,6 \text{ мкм}$ ), так и графитовый излучатель. Во втором случае коротковолновая часть излучения обрезалась фильтром из просветленного сурьмянистого индия ( $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ), так, что усредненная по спектру длина волны  $\langle \lambda_0 \rangle = 12 \text{ мкм}$ .

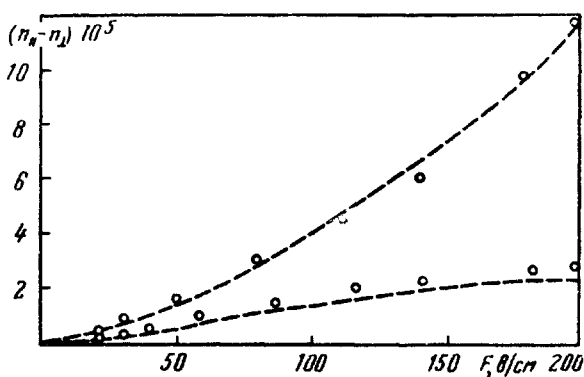


Рис.1. Анизотропия показателя преломления в зависимости от поля для двух образцов: 1 —  $N = 6,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_x = 4,4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ; 2 —  $N = 4,7 \cdot 10^{15}$ ,  $\mu_x = 1,8 \cdot 10^5$ .  $\circ$  — эксперимент, --- — теория;  $n$  — InSb,  $T_0 = 80^\circ\text{K}$ ,  $\langle \lambda_0 \rangle = 12 \text{ мкм}$

Экспериментальные результаты представлены на рис.1. Там же приведены результаты расчета  $n_{\parallel} - n_{\perp}$ .  $T_e$  определялась из эффекта Фарадея на горячих электронах, а  $v_{др}$  из вольт-амперной характеристики (рис.2). Как видно согласно вычисленных и экспериментальных значений  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  хорошее, так что появление эффекта Керра действительно обусловлено действием двух факторов: анизотропии функции

распределения (квадратичными по  $v_{др}$  членами в разложении  $f(k)$ ) и непараболическостью зоны проводимости.

Следует заметить, что в [9–10] также рассчитана анизотропия показателя преломления в сильных электрических полях для полупроводников со сферической зоной. Однако причина появления анизотропии иная.

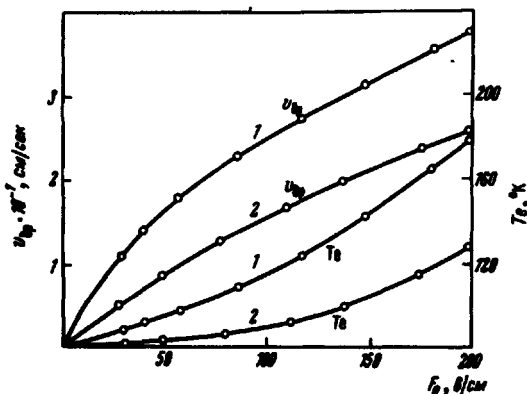


Рис. 2. Дрейфовая скорость и температура горячих электронов для двух образцов. Обозначения те же, что и на рис. 1.  $n$ -InSb,  $T_0 = 80^\circ\text{K}$

Согласно [9], ее возникновение возможно в полупроводниках с параболическим законом дисперсии при пренебрежении анизотропией функции распределения. В области "теплых" носителей  $n_{\parallel} - n_{\perp} \sim N\omega^{-4}F_0^2$ , а знак  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  зависит от механизма рассеяния. Для  $F_0 = 50$  в/см значения  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  в  $6 \cdot 10^4$  раз меньше полученных нами экспериментально. В [10] для параболической зоны найдено, что

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{2\pi N e^2}{m^* \omega^2 n_0} \frac{3\delta}{5 - \delta}; \quad \delta = \frac{1}{\langle \epsilon \rangle} \left\langle \frac{f_2(\epsilon)}{f_0(\epsilon)} \right\rangle \epsilon,$$

где  $f_0$  и  $f_2$  первый и третий член в разложении функции распределения по полиномам Лежандра. Используя экспериментально определенные для горячих дырок в  $p$ -Ge  $f_2(\epsilon)$  и  $f_0(\epsilon)$ , можно найти, что  $\delta$  равно 0,4; 0,48 и 0,5 для  $v_{др}^2/v_x^2$  соответственно 0,18; 0,44 и 0,5. Полагая, что подобное соотношение между  $\delta$  и  $v_{др}^2/v_x^2$  сохраняется для электронов в  $n$ -InSb с  $N = 6,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , можно вычислить  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  по [10]. Для  $F_0 > 140$  в/см  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  больше найденных экспериментально в  $6 \div 7$  раз.

Ленинградский политехнический  
институт  
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию  
28 декабря 1970 г.

### Литература

- [1] W.E.Pinson, R.Bray. Phys. Rev., 136, A1449, 1964.
- [2] М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев. ФТП, 1, 333, 1967.
- [3] M.Glicksman, W.A.Higinbotham. Phys. Rev., 129, 1572, 1963
- [4] A.C.Baynham, E.G.S.Paige. Phys. Lett., 6, 7, 1963; R.Bray, W.Pinson. Phys. Rev. Lett., 11, 268, 1963.

- [5] Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев, А.Ю.Эляков, ТФП  
Междунар. Конф. по физике полупроводников, М., изд. Наука  
1966.
- [6] Н.В.Фомин. ФТТ, 2, 605, 1960.
- [7] М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев, ФТП, 3, 1374, 1969.
- [8] W.G.Spitzer, N.Y.Fan. Phys. Rev., 106, 882, 1957.
- [9] I.Kolodziejczak, E.Kierzek-Pecold. Phys. Stat. Sol., 19, K55, 1967.
- [10] Н.В.Фомин. ФТТ, 10, 179, 1968.
-