

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НА ГОРЯЧИХ ДЫРКАХ

Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, Д.А.Фирсов

Санкт-Петербургский Государственный технический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19 мая 1994 г.

Обнаружены два новых электрооптических явления в полупроводниках - изменение и анизотропия показателя преломления при разогреве и дрейфе дырок в сильном электрическом поле. Показано, что эти явления обусловлены разогревом и дрейфом дырок в электрическом поле и сложной структурой валентной зоны. Экспериментальные исследования проведены на примере германия p -типа. Получено хорошее согласие расчета и эксперимента.

В в е д е н и е. Известно, что вклад свободных дырок в диэлектрическую проницаемость полупроводниковых кристаллов p -типа обусловлен как внутризонными, так и межзонными переходами [1]: $n_h = n_{inter} + n_{intra}$. Ниже будет показано, каким образом в электрическом поле этот вклад будет меняться при разогреве и дрейфе дырок. Рассмотрена анизотропия $(n^{\parallel} - n^{\perp})$ показателя преломления для света двух поляризаций: параллельной и перпендикулярной полю. В слабых полях $(n^{\parallel} - n^{\perp}) \sim E^2$, поэтому такое явление можно назвать электрооптическим эффектом Керра на горячих дырках.

Теория

1. Внутризонные переходы дырок. Вклад в диэлектрическую проницаемость ϵ свободных носителей заряда при внутризонных переходах равен

$$(\epsilon_{\alpha\alpha})_{intra} = -\frac{4\pi e^2}{\hbar^2 \omega^2} \int \frac{\partial^2 \mathcal{E}(\mathbf{k})}{\partial k_\alpha^2} f(\mathbf{k}) \frac{2dk}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

где $\alpha = x, y, z$, а $f(\mathbf{k})$ - функция распределения (ФР) горячих носителей заряда в сильном электрическом поле. Если закон дисперсии носителей заряда анизотропен (например, изоэнергетические поверхности - гофрированные сферы) и (или) непараболический, а функция распределения носителей заряда по импульсам в электрическом поле меняется из-за их разогрева и дрейфа, то ϵ_{intra} также меняется благодаря разогреву и дрейфу.

Закон дисперсии для тяжелых дырок (ТД) в полупроводниках со структурой типа алмаза определяется следующим выражением [2]:

$$\mathcal{E}_1(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \{Ak^2 - [B^2k^4 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)]^{1/2}\}. \quad (2)$$

Закон дисперсии для ТД можно считать параболическим, но изоэнергетические поверхности представляют собой гофрированные сферы.

Гофрировка для легких дырок (ЛД) выражена слабо, однако закон дисперсии является непараболическим [2]. Аппроксимируем его приближенным выражением:

$$\mathcal{E}_2(k) = \frac{\mathcal{E}_0}{2} \left[\left(1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{m_2 \mathcal{E}_0} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где m_2 – масса ЛД вблизи потолка валентной зоны, а \mathcal{E}_0 – параметр, равный, например, для германия 0,5 эВ.

Будем предполагать, что ФР горячих тяжелых и легких дырок по импульсам $\hbar k$ можно представить в виде смещенных бoльцмановских:

$$f_i(k) = A_i \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i(k) - \hbar k v_{dr_i}}{k_B T_i}\right), \quad (4)$$

где A_i – нормировочные множители, а $i = 1, 2$ для ТД и ЛД.

Рассмотрим сначала в к л а д ТД. Подставим (2) и (4) в (1). Разложим ФР по степеням v_{dr_1} и оставим члены вплоть до $v_{dr_1}^2$. Тогда, считая гофрировку слабой, можно получить следующее выражение для показателя преломления света n^\perp и n^\parallel при двух поляризациях $e_\omega \parallel v_{dr_1}$ и $e_\omega \perp v_{dr_1}$:

$$n_{intra}^{\perp, \parallel} = -\frac{4\pi e^2 N_1}{2nm_1\omega^2} + \frac{4\pi e^2 N_1 C^2 \mathcal{E}_{dr_1}}{2nm_1\omega^2 B k_B T_1} \beta^{\perp, \parallel}, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_{dr_1} = m_1 v_{dr_1}^2 / 2$, $m_1 = m_0 / (A - B - C^2 / 10B)$, n – показатель преломления решетки, а коэффициенты $\beta^{\perp, \parallel}$ зависят от направления v_{dr_1} . Так при $v_{dr_1} \parallel [100]$: $\beta^\parallel = 1/15$, $\beta^\perp = 4/15$; при $v_{dr_1} \parallel [111]$: $\beta^\parallel = 4/15$, $\beta^\perp = -2/135$; при $v_{dr_1} \parallel [110]$: $\beta^\parallel = 7/30$, а β^\perp зависит от поляризации света в плоскости (110), например при $e_\omega \parallel [\bar{1}10]$: $\beta^\perp = 0,1$, а при $e_\omega \parallel [010]$: $\beta^\perp = 4/15$. Первое слагаемое в (4) есть хорошо известный вклад свободных носителей заряда в показатель преломления кристалла в отсутствие электрического поля. Анизотропия показателя преломления, согласно (4), есть

$$(n^\perp - n^\parallel)_{intra} = \frac{4\pi e^2 N_1 C^2 \mathcal{E}_{dr_1}}{2nm_1\omega^2 B k_B T_1} (\beta^\perp - \beta^\parallel). \quad (5)$$

Как видно, в слабых полях, когда $T_1 \simeq T_0$ (T_0 – температура решетки), $|n^\perp - n^\parallel|_{intra} \sim E^2$ и зависит от направления E по отношению к кристаллографическим осям через зависимости β^\perp и β^\parallel от этого направления. В отсутствие гофрировки ($C = 0$) анизотропия отсутствует.

2. Теперь рассмотрим в к л а д ЛД. Подставив (3) в (1), при $k_B T_2 / \mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_{dr_2} / \mathcal{E}_0 \ll 1$ получим

$$n_{intra}^{\perp, \parallel} = -\frac{4\pi e^2 N_2}{2nm_2\omega^2} \left\{ 1 - \frac{21}{4} \frac{k_B T_2}{\mathcal{E}_0} - 10 \frac{\mathcal{E}_{dr_2}}{k_B T_2} \beta^{\perp, \parallel} \right\}, \quad (5)$$

где $m_2 = m_0 / (A + B + C^2 / 10B)$, $\beta^\parallel = 1,1$, $\beta^\perp = -0,7$. Сразу можно отметить, что для *p*-Ge вклад ЛД в электрооптические эффекты мал по сравнению с вкладом ТД. Тем не менее, при сравнении расчета с экспериментом он учитывался.

3. Рассмотрим в к л а д межподзонных переходов. Для вычисления этого вклада можно использовать стандартное выражение для диэлектрической функции (см., например, [1]). Однако более наглядным, по нашему мнению, является следующий способ. Связь между показателем преломления и коэффициентом поглощения света определяется соотношением Крамерса–Кронига:

$$n_{inter} = \frac{C}{\pi} \sum_{ij} \int \frac{\alpha_{ij}(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

где α_{ij} – коэффициент поглощения света при переходах дырок из зоны i в зону j . В интересующем нас диапазоне длин волн излучения CO_2 -лазера, как показывают вычисления, вклад в α_{12} переходов ТД в зону ЛД является определяющим. Он равен [2]

$$\alpha_{12} = \frac{2e^2 k^3}{cn\hbar^2 \omega} \left(\frac{d^2 \mathcal{E}_1}{dk^2} - \frac{d^2 \mathcal{E}_2}{dk^2} \right)^{-1} \int_{\Omega} W_{12}(\mathbf{k}) [f_1(\mathbf{k}) - f_2(\mathbf{k})] d\Omega, \quad (7)$$

где

$$W_{12}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 |\mathbf{e}_\omega \cdot \mathbf{P}_{12}|^2}{m_0 k^2}; \quad W_{12}(\mathbf{k}) = \langle W_{12}(\mathbf{k}) \rangle_{\Omega} \frac{3}{8\pi} \sin^2(\mathbf{e}_\omega, \mathbf{k}).$$

Интегрирование ведется по телесному углу Ω . Отметим, что согласно (6) знак n_{inter} и его величина зависят от ω и $T_{1,2}(E)$. В отсутствие поля при $\hbar\omega \gg k_B T_0 (m_1/m_2)$ выражение для n_{inter} , даваемое соотношением (6), совпадает с выражением, полученным в [1]. Из (6) и (7) видно, что в области малых E , когда $(\mathcal{E}_{dr_1}/k_B T_1)^2 \ll 1$, для двух поляризаций света $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{v}_{dr}$ и $\mathbf{e}_\omega \perp \mathbf{v}_{dr}$ анизотропия показателя преломления света $(n^\perp - n^\parallel)_{inter} \sim \mathcal{E}_{dr_1}/k_B T_1$.

Таким образом, и в случае межзонных переходов при малых E электрооптический эффект пропорционален E^2 .

Эксперимент и сравнение с расчетом

В качестве модельного образца был взят кристалл дырочного германия, вырезанный так, что направления электрического поля и дрейфа дырок были близкими к направлению [110]. Исследовалась модуляция лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм кристаллом p -Ge, помещенным в импульсное электрическое поле. Длительность импульса электрического поля составляла 0,3 мкс. Для изучения изменения Δn с E для двух поляризаций света использовался кристалл с плоскопараллельными гранями, служивший интерферометром Фабри–Перо. Интенсивность света \mathcal{J}_ν , прошедшего через такой интерферометр, зависит от n (см. вставку к рис.1). Если выбрать рабочую точку в области максимума производной $d\mathcal{J}_\nu/dn$, то модуляция света при изменении n будет максимальной. Если теперь выбрать точку, где $d\mathcal{J}_\nu/dn = 0$, то модуляция будет связана только с изменением поглощения света в поле. Таким образом, удалось разделить оба вклада в модуляцию света – вызванный изменением Δn_h и $\Delta \alpha_{12}$. Сдвиг рабочей точки осуществлялся изменением температуры кристалла, так как n кристалла довольно сильно зависит от T : достаточно было изменить T на несколько градусов, чтобы пройти всю зависимость $\mathcal{J}_\nu(T)$ от $\mathcal{J}_{\nu_{min}}$ до $\mathcal{J}_{\nu_{max}}$.

Экспериментальные и теоретические данные показаны на рис.1. Расчет проводился с помощью формул (4), (5), (6). Дрейфовые скорости v_{dr_i} , температуры T_i и концентрации N_i горячих ТД и ЛД находились с помощью уравнений баланса импульса и мощности. Учитывалось внутри- и межзонное рассеяние дырок на оптических, акустических фонах и примесях. Параметры Латтинджера для германия, через которые выражаются A , B и C в (2), взяты из [3]. Как показывает расчет, вклад межзонных переходов в $\Delta n_h^{\perp, \parallel}$ оказывается определяющим. Разность $\Delta n_h^\perp - \Delta n_h^\parallel$ оказалась мала по сравнению с Δn_h^\perp и Δn_h^\parallel , и выделение анизотропии n_h с помощью описанной выше экспериментальной методики дает большую погрешность. Поэтому для изучения оптической анизотропии использовался другой метод. На кристалл

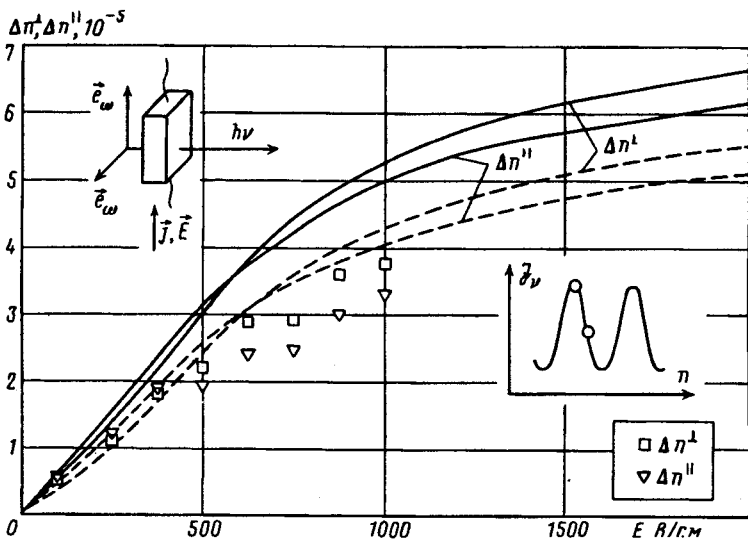


Рис.1. Зависимость изменения показателя преломления p-Ge для света двух поляризацій $e_{\omega} \perp E$ и $e_{\omega} \parallel E$ от греющего электрического поля. Точки – эксперимент: \square – Δn^{\perp} , ∇ – Δn^{\parallel} . Штриховые линии – расчет с учетом вклада в показатель преломления только межподзонных переходов горячих дырок. При $E = 0$ этот вклад равен $n_{intra} = -5,4 \cdot 10^{-5}$. Сплошные линии – расчет с учетом вклада как межподзонных переходов, так и внутризонных переходов горячих тяжелых и легких дырок при $E \parallel [110]$, $e_{\omega} \parallel [110]$ ($e_{\omega} \parallel E$) и $e_{\omega} \parallel [001]$ ($e_{\omega} \perp E$). Условия эксперимента: $T = 80$ K, $N_h = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\lambda = 10,6$ мкм. На вставке показана схема опыта

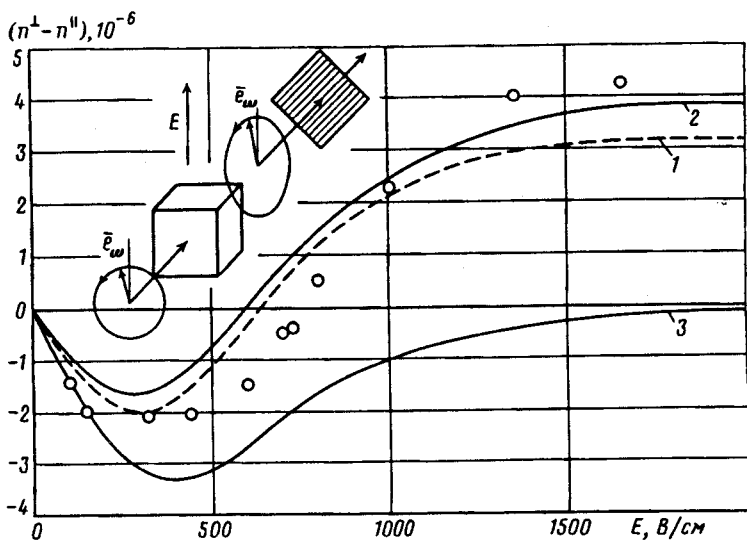


Рис.2. Зависимость анизотропии показателя преломления p-Ge от электрического поля (электрооптический эффект Керра на горячих дырках). Точки – эксперимент. Штриховая линия 1 – расчет с учетом вклада в показатель преломления только межподзонных переходов горячих дырок, сплошные линии – расчет с учетом как межподзонных, так и внутризонных переходов горячих тяжелых и легких дырок: кривая 2: $E \parallel [110]$, $e_{\omega} \parallel [110]$ ($e_{\omega} \parallel E$) и $e_{\omega} \parallel [001]$ ($e_{\omega} \perp E$); кривая 3: $E \parallel [111]$, $e_{\omega} \parallel [111]$ ($e_{\omega} \parallel E$) и ($e_{\omega} \perp E$)

падало излучение лазера, поляризованное по кругу. Благодаря различию n_h для $e_\omega \perp E$ и $e_\omega \parallel E$, поляризованный по кругу свет, пройдя через кристалл, преобразовывался в поляризованный по эллипсу. На выходе из кристалла излучение анализировалось с помощью анализатора, расположенного под углом 45° к направлению электрического поля (вставка к рис.2). Глубина модуляции света в таком опыте равна $M \simeq (2\pi L/\lambda)(n^\perp - n^\parallel)$, где L - длина кристалла. Полученные данные показаны на рис.2. Как видно, величина $(n^\perp - n^\parallel)$ меняет знак с ростом поля. Согласно расчетным данным, показанным на том же рисунке, для выбранной геометрии кристалла межзонный вклад в анизотропию оказывается преобладающим. Однако для $v_{dr_1} \parallel [100]$ внутризонный вклад, связанный с гофрировкой, согласно расчету, играет основную роль.

Хотя исследования проведены для дырочного германия, механизм изменения n_h и появления анизотропии, описанный выше, является общим для большинства полупроводников p -типа.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований (93-02-2410).

-
1. M.Combescot and P.Nozieres, Sol. St. Comm. 10, 301 (1972).
 2. E.O.Kane, J.Phys. Chem. Sol. 1, 82 (1956).
 3. Р.П.Сейсян, Спектроскопия диамагнитных экситонов, М.: Наука, 1984.