

© 1993

ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ МЕЖПОДЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В *p*-Ge

С. Д. Ганичев, Е. Л. Ивченко, Р. Я. Расулов,
И. Д. Ярошецкий, Б. Я. Авербух

Исследовано влияние состояния поляризации на нелинейное поглощение света субмиллиметрового диапазона ($\lambda = 90$ мкм) в кристаллах Ge *p*-типа. Измерялась зависимость тока увлечения электронов фотонами от интенсивности I линейно- и циркулярно-поляризованного света. В обоих случаях наблюдалась инверсия фототока с ростом интенсивности соответственно при $I = 114$ и 80 кВт/см² ($T = 300$ К). Рассчитаны поляризационные характеристики двухквантового и нелинейного, обусловленного насыщением одноквантовых переходов, токов увлечения. Сравнение результатов теории с экспериментальными данными позволяет сопоставить эти два вклада.

Линейно-циркулярный двухфотонный дихроизм, предсказанный в [1] и обнаруженный в соединениях $A^{III}B^IV$, $A^{II}B^VI$, $A^{III}B^VI$ и $A^{II}B^V$ (см., например, [2,3] и цитируемую там литературу), до сих пор наблюдался лишь в условиях межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости полупроводника. В данной работе это явление впервые обнаружено и исследовано при внутризонном нелинейном поглощении света, сопровождаемом однофотонными и двухфотонными переходами свободных носителей между подзонами тяжелых и легких дырок вырожденной валентной зоны германия. Влияние состояния поляризации на поглощение мощного субмиллиметрового излучения в *p*-Ge изучалось по увлечению носителей тока фотонами. Ранее было установлено, что ток увлечения дырок линейно-поляризованными фотонами с ростом интенсивности света I меняет знак [4, 5]. Инверсия знака была объяснена в [4, 5] различием знаков однофотонного и двухфотонного фототоков увлечения и взаимной компенсацией этих токов при некоторой интенсивности I_j . Расчет [6] показал, что для прямых двухфотонных межподзонных переходов коэффициенты поглощения $K^{(2)}$ при циркулярной и линейной поляризациях света различаются в 1.5 раза ($K_{\text{цирк}}^{(2)} > K_{\text{лин}}^{(2)}$). Поэтому можно было ожидать сдвига точки инверсии I_j в сторону меньших интенсивностей при смене поляризации света с линейной на циркулярную.

В разделе 1 кратко изложена методика эксперимента и представлены результаты измерения фотоэдс увлечения при двух состояниях поляризации света. В разделе 2 приведены формулы для двухфотонных токов увлечения $f_{\text{лин}}^{(2)}$ и $f_{\text{цирк}}^{(2)}$. Поскольку структура выражений для $f^{(2)}$ и $K^{(2)}$ различается, отношение токов $f_{\text{цирк}}^{(2)}/f_{\text{лин}}^{(2)}$ в общем случае не совпадает с отношением коэффициентов поглощения $K_{\text{цирк}}^{(2)}/K_{\text{лин}}^{(2)}$. В разделе 3 показано, что эффект резонансного насыщения однофотонных переходов, влияющий на величину тока увлечения, также зависит от поляризации и меняет величину интенсивности, при которой происходит инверсия знака тока увлечения. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов проведено в разделе 4.

1. Методика эксперимента и экспериментальные результаты

Эксперименты проводились на образцах германия *n*- и *p*-типа при $T = 300$ К с концентрацией в диапазоне $10^{14} - 10^{16}$ см⁻³. Образцы вырезались в виде цилиндра диаметром 5 и длиной 20 мм, на образующих которого плавлялись тонкие кольцевые омические контакты. Выбранная геометрия обусловлена необходимостью получения максимального фотоответа на единицу интенсивности с целью исследования эдс увлечения при малых интенсивностях света. Для всех концентраций выполнялось условие сильного поглощения $K_s d > 1$, где K_s — суммарный коэффициент поглощения.

В эксперименте изучалась зависимость продольной эдс увлечения от интенсивности и поляризации света. В качестве источника излучения использовался импульсный NH₃ лазер с оптической накачкой ТЕА СО₂ лазером. Длина волны излучения и длительность импульса составили соответственно 90.5 мкм и 40 нс. Линейно-поляризованное лазерное излучение проходило через пластинку $\lambda/4$, изготовленную из кристаллического кварца (рис. 1). Изменение угла θ между оптической осью кварца и вектором поляризации излучения \vec{e} от 0 до 45° обеспечивало переход от линейной поляризации к циркулярной. Интенсивность света, падающего на образец, изменялась с помощью калиброванных фторопластовых фильтров. С целью контроля уровня интенсивности света в процессе измерения часть его ответвлялась делительной пластинкой из мейлара и регистрировалась малоинерционным фотоприемником. На образец свет фокусировался линзой из ТРХ с фокусным расстоянием 100 мм. Временное разрешение измерительного тракта составляло 5 нс.

Экспериментальные результаты, полученные на *p*-Ge с концентрацией $p = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ для двух состояний поляризации излучения, приведены на рис. 1. Видно, что с ростом интенсивности эдс увлечения U_c изменяет знак как для линейной-, так и для циркулярно-поляризованного света. При относительно малых интенсивностях ток увлечения направлен противоположно направлению распространения света, а при больших интенсивностях направления фототока и воз-

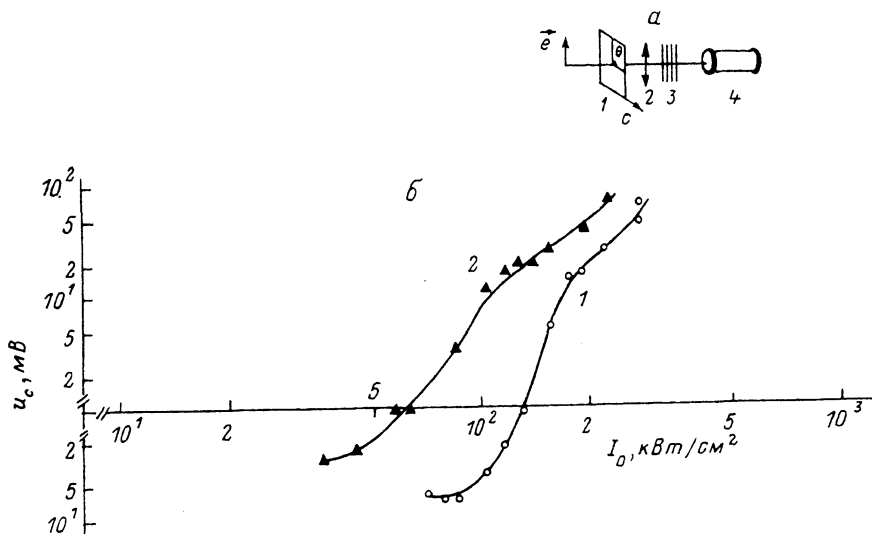


Рис. 1. *a* — геометрия эксперимента. 1 — пластинка $\lambda/4$, 2 — собирающая линза, 3 — ослабители, 4 — образец, *b* — зависимость продольной эдс увлечения от интенсивности света в *p*-Ge при $T = 300$ К и концентрации дырок $1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. 1 — линейная поляризация, 2 — циркулярная поляризация.

буждающего луча совпадают. Переход к циркулярной поляризации существенно сдвигает кривую $U_c(l)$ влево (рис. 1). Исследования, выполненные на серии образцов, показали, что точка инверсии I_l не зависит от концентрации носителей. В образцах n -Ge, в которых прямые переходы отсутствуют и эффект увлечения связан с непрямыми переходами, в исследованном диапазоне интенсивностей отношение эдс увлечения к интенсивности не зависело от состояния поляризации.

2. Теория. Двухфотонный ток увлечения при линейной и циркулярной поляризациях

При расчете двухфотонного тока увлечения $f_{\text{цирк}}^{(2)}$ при циркулярной поляризации мы использовали процедуру, разработанную ранее в [5] для случая линейно-поляризованного света. Поэтому здесь мы приведем лишь конечные формулы для $f_{\text{цирк}}^{(2)}$ и $f_{\text{лин}}^{(2)}$, поясним введенные обозначения и обсудим ожидаемое различие между фототоками. В обозначениях, близких к использованным в [5], выражение для двухфотонного тока увлечения можно записать в виде

$$f_l^{(2)} = e \frac{\hbar q}{m_1 - m_2} \tau_l^{(2)} (-1)^{1+l} \frac{K^{(2)} I}{\hbar \omega} (u_{2,l} + u'_{2,l}), \quad (1)$$

$$u_{2,l} = a_2 \left(b_2 + \frac{2}{7} \nu_l (E_l^{(2)}) \right),$$

$$\nu_l (E) = \frac{\partial \ln \tau_l (E)}{\partial \ln E} - \beta E, \quad (2)$$

$$u'_{2,l} = -\frac{1}{35} \left(c_2 + d_2 \frac{m_l^-}{m_1} + h_2 \frac{m_l^-}{m_0} g \right). \quad (3)$$

Здесь для линейной поляризации света $a_2 = 21/10$, $b_2 = 53/49$, $c_2 = 110$, $d_2 = 21$, $h_2 = -56$, для циркулярной поляризации $a_2 = 28/15$, $b_2 = 51/49$, $c_2 = 87$, $d_2 = 21$, $h_2 = -182/3$, e — элементарный заряд ($e > 0$), индекс l нумерует подзоны тяжелых ($l = 1$) и легких ($l = 2$) дырок, m_0 — масса свободного электрона, m_l — эффективная масса дырки в подзоне l , $m_l^- = m_2$ при $l = 1$, $m_l^- = m_1$ при $l = 2$, g — g -фактор дырки Γ_8 , I — интенсивность, q — волновой вектор света в кристалле, $q = n_\omega \omega / c$, n_ω — показатель преломления света на частоте ω , $\beta = (k_B T)^{-1}$, $E_l^{(2)} = 2\hbar \omega \mu / m_l$, приведенная масса $\mu = m_1 m_2 / (m_1 - m_2)$, $\tau_l^{(2)} \equiv \tau_l [E_l^{(2)}]$ — время релаксации по импульсу дырки l в состоянии с энергией $E_l^{(2)}$. Коэффициенты двухфотонного и однофотонного поглощения при прямых межподзонных переходах связаны между собой соотношением

$$K^{(2)} / K^{(1)} = \frac{I}{I_0} e^{-\beta E_1^{(1)}} (1 + e^{-\beta \hbar \omega}) 4 \sqrt{2} (2 + P_{\text{цирк}}^2), \quad (4)$$

$$K^{(1)} = \alpha \frac{k^{(1)}}{n_\omega} f(E_1^{(1)}) (1 - e^{-\beta \hbar \omega}), \quad (5)$$

где $P_{\text{цирк}}$ — степень циркулярной поляризации излучения, α — постоянная тонкой структуры e^2 / ch , $k^{(1)} = (2\mu \omega / \hbar)^{1/2}$, $E_1^{(1)} = \hbar \omega \mu / m_1$, $f(E)$ — равновесная функция распределения дырок по энергиям и введена характерная интенсивность

$$\bar{I}_0 = \frac{2n_w}{\pi\alpha} \mu\omega^3. \quad (6)$$

В (2), (3) устранена неточность в формулах (40), (42) статьи [5], выведенных для линейно-поляризованного света. В частности, значение a_2 уменьшилось в 2 раза.

При расчете $f^{(2)}$ возникает необходимость найти средние

$$\xi_i = \langle \varphi_i \sin \theta \cos \theta \rangle, \quad (7)$$

где угловые скобки означают усреднение по всем направлениям волнового вектора дырки \mathbf{k} ,

$$\varphi_1 = |e'_-|^2 e'_- e_z^*, \quad \varphi_2 = |e_z|^2 e'_- e_z^*,$$

$$\varphi_3 = (e'_- e_z^*)^* (e_x^2 + e_y^2), \quad \varphi_4 = -i |e'_-|^2 e_z^* e_y^*,$$

$e'_- = e_x - ie_y$, e_a — проекции вектора поляризации света на оси x' , y' , z' , связанные с направлением вектора \mathbf{k} : $\mathbf{k} \parallel z'$, x' лежит в плоскости (\mathbf{q}, \mathbf{k}) , θ — угол между \mathbf{k} и волновым вектором света \mathbf{q} .

Для линейно-поляризованного света

$$\xi_1 = 4/105, \quad \xi_2 = 1/35, \quad \xi_3 = 4/105, \quad \xi_4 = 0,$$

при циркулярной поляризации

$$\xi_1 = 4/35, \quad \xi_2 = 2/105, \quad \xi_3 = -2/105, \quad \xi_4 = 1/15.$$

Как и в [5], расчет $f^{(2)}$ и $K^{(2)}$ производился в приближении сферических зон, когда поляризационная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения описывается множителем $(2 + P_{\text{цирк}}^2)$ в (4), поперечная по отношению к вектору \mathbf{q} составляющая тока увлечения равна нулю, а продольная составляющая характеризуется поляризационной зависимостью

$$f^{(2)} = f_{\text{лин}}^{(2)} (1 - P_{\text{цирк}}^2) + f_{\text{цирк}}^{(2)} P_{\text{цирк}}^2. \quad (8)$$

Заметим, что учет кубической анизотропии дырочных подзон должен привести к зависимости $f^{(2)}$ от направления линейной поляризации. В частности, при $\mathbf{q} \parallel [001]$ в правую часть (8) нужно добавить анизотропное слагаемое, пропорциональное $(|e_x|^4 + |e_y|^4)$, где оси $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$. Из структуры выражений (1)–(4) видно, что отношение коэффициентов поглощения $K_{\text{цирк}}^{(2)}/K_{\text{лин}}^{(2)} = 1.5$ фиксировано, тогда как отношение двухфотонных токов $f_{\text{цирк}}^{(2)}/f_{\text{лин}}^{(2)}$ зависит как от частоты света, так и от зонных параметров m_1 , m_2 , g и времен релаксации $\tau_j^{(2)}$, вследствие чего это отношение может быть и больше, и меньше 1.5.

Перед тем как переходить к количественному сопоставлению теории с экспериментом, мы рассмотрим еще один возможный вклад в нелинейное поглощение света и нелинейный ток увлечения, связанный с эффектом резонансного насыщения однофотонных переходов. С ростом интенсивности света стационарная заселенность резонансных состояний тяжелых дырок с энергией вблизи $E_1^{(1)}$ начинает заметно уменьшаться, а заселенность состояний легких дырок с $E \approx E_2^{(1)}$ увеличивается, что должно привести к изменению однофотонного тока

увлечения и дополнительному сдвигу точки инверсии I_j . Более того, как показано в следующем разделе, эффект насыщения, а значит, и соответствующее изменение тока увлечения зависит от состояния поляризации света. Заметим, что в [5] эффект насыщения не обсуждался.

3. Теория. Насыщение однофотонного тока увлечения при линейной и циркулярной поляризациях

При произвольной интенсивности света I скорость однофотонных межподзонных переходов в единице объема можно представить в виде

$$W^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} f(E_1^{(1)})(1 - e^{-\beta\hbar\omega}) \sum_{\mathbf{k}, s = \pm} \frac{R^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{e})}{[1 + 4T_1 T_2 \hbar^{-2} R^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{e})]^{1/2}} \times \\ \times \delta(E_{2\mathbf{k}} - E_{1\mathbf{k}} - \hbar\omega), \quad (9)$$

где

$$R^{(\pm)}(\mathbf{k}, \mathbf{e}) = |M_{\pm 1/2; \pm 3/2}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{e})|^2,$$

$M_{m', m}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{e})$ — матричный элемент однофотонного перехода (см. в [5] формулы (7), (9)), волновым вектором света \mathbf{q} пренебрегается, T_l — время жизни дырки l в резонансной области энергий вблизи $E = E_l^{(1)}$, которое в общем случае может быть заметно короче времени релаксации по импульсу $\tau_l^{(1)} \equiv \tau_l(E_l^{(1)})$ (см. [7]).

Подставляя в (9) выражение для матричного элемента $M_{m', m}^{(1)}$ и выполняя суммирование по \mathbf{k} , получим соответственно при линейной и циркулярной поляризациях

$$W_{\text{лин}}^{(1)} = W_0^{(1)} \xi_{\text{лин}}(I/I_s), \quad (10a)$$

$$W_{\text{цирк}}^{(1)} = W_0^{(1)} \xi_{\text{цирк}}(2I/I_s), \quad (10b)$$

где $W_0^{(1)} = K^{(1)}I/\hbar\omega$, коэффициент $K^{(1)}$ введен в (5), интенсивность $I_s = (3\omega^2 T_1 T_2)^{-1} \times \bar{I}_0$,

$$\xi_{\text{лин}}(x) = \frac{3}{4x} \left[1 + \frac{x-1}{\sqrt{x}} \arcsin\left(\frac{x}{x+1}\right) \right]^{1/2}, \quad (11a)$$

$$\xi_{\text{цирк}}(y) = \frac{3}{2} \left(\frac{\sqrt{1+y}}{y} - \frac{1}{2y\sqrt{y}} \ln \frac{\sqrt{y+1} + \sqrt{y}}{\sqrt{y+1} - \sqrt{y}} \right). \quad (11b)$$

Функция $\xi_{\text{лин}}(x)$ совпадает с функцией $\xi(x)$, полученной в [7] при анализе нелинейности поглощения линейно-поляризованного света.

Приведем асимптотику функций (11) при малых и больших значениях аргумента

$$\xi_{\text{лин}}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \ll 1, \\ \frac{3\pi}{8\sqrt{x}} & \text{при } x \gg 1, \end{cases} \quad (12a)$$

$$\xi_{\text{цирк}}(y) = \begin{cases} 1 & \text{при } y \ll 1, \\ \frac{3}{2\sqrt{y}} & \text{при } y \gg 1. \end{cases} \quad (126)$$

Поясним причину возникновения линейно-циркулярного дихроизма при насыщении однофотонного поглощения. С этой целью для простоты рассмотрим переходы $3/2, k \rightarrow 1/2, k$, и $-3/2, k \rightarrow -1/2, k$ дырки с $k \parallel q$. При линейной поляризации квадраты матричных элементов этих переходов $R_{\text{лин}}^{(\pm)} \equiv R^{\pm}(k \parallel q, \text{лин})$ совпадают. Для света, циркулярно-поляризованного, скажем, по правому кругу, переход $3/2 \rightarrow 1/2$ запрещен, а величина $R_{\text{цирк}}^{(-)} = R^{(-)}(k \parallel q, \text{цирк})$ в 2 раза превышает $R_{\text{лин}}^{(\pm)}$. При малой интенсивности света, когда фотоиндуцированным изменением функции распределения дырок можно пренебречь, суммарные вероятности для этих двух переходов не зависят от состояния поляризации. С учетом насыщения эти вероятности нужно умножить соответственно на $[1 + 4T_1 T_2 \hbar^{-2} R_{\text{лин}}^{(\pm)}]^{-1/2}$ и $[1 + 4T_1 T_2 \hbar^{-2} R_{\text{цирк}}^{(\pm)}]^{-1/2}$. Аналогичная причина возникновения линейно-циркулярного дихроизма при двухфотонном поглощении. Различие заключается лишь в том, что в отличие от эффекта насыщения однофотонного поглощения при двухфотонных переходах промежуточные состояния являются виртуальными и роль времен жизни T_i выполняют энергетические знаменатели $\hbar/(E_i - E_j - \hbar\omega)$. Поэтому нельзя пренебречь интерференцией вкладов в двухквантовый процесс $n \rightarrow n' \rightarrow n''$ от различных виртуальных состояний n' , т. е. недостаточно провести суммирование по n' квадратов $|M^{(2)}(n \rightarrow n' n'')|^2$, а нужно вначале просуммировать по n' матричные элементы двухфотонных переходов $M^{(2)}(n \rightarrow n' \rightarrow n'')$ и затем возвести в квадрат модуль полученной суммы.

Из соотношения $R_{\text{цирк}}^{(-)} = 2R_{\text{лин}}^{(\pm)}$ следует, что при циркулярной поляризации однофотонные переходы с $k \parallel q$ должны насыщаться раньше. В пределах больших интенсивностей, т. е. при $I \gg I_s$, скорости этих переходов перестают зависеть от I и их значения при линейной и циркулярной поляризациях соотносятся как $\sqrt{2} : 1$. При непараллельных векторах k и q это различие уменьшается. Поэтому точный расчет, в котором проведено суммирование по всем возможным направлениям k и результаты которого представлены на рис. 2, приводит к меньшему значению $\pi\sqrt{2}/4 \approx 1.1$ для отношения скоростей переходов. Мы рассчитали квадратичную по интенсивности поправку $\delta f^{(1)}$, которая обусловлена эффектом насыщения и которую нужно прибавить к линейному по интенсивности света току увлечения [5]

$$f_l^{(1)} = e \frac{\hbar q}{m_1 - m_2} \tau_l^{(1)} (-1)^{l+1} \frac{K^{(1)} I}{\hbar \omega} (u_{1,l} + u'_{1,l}), \quad (13)$$

$$u_{1,l} = 2 + \frac{4}{5} \nu_l (E_l^{(2)}), \quad (14)$$

$$u'_{1,l} = \frac{1}{10} (-3 + 7 \frac{m_l^-}{m_l} + 10 \frac{m_l^-}{m_0} g). \quad (15)$$

При расчете $\delta f^{(1)}$ нужно учесть линейный по q вклад в разность энергий $E_{2, k+q} - E_{1, k}$ и матричный элемент $M_m^{(1)}(e)$ и учесть в (9) поправку второго порядка по $R^{(s)}$. Окончательный результат приводится к виду

$$\delta f_l^{(1)} = e \frac{\hbar q}{m_1 - m_2} \tau_l^{(1)} (-1)^{l+1} \frac{K^{(1)} I^2}{\hbar \omega I_s} (\nu_{1,l} + \nu'_{1,l}), \quad (16)$$

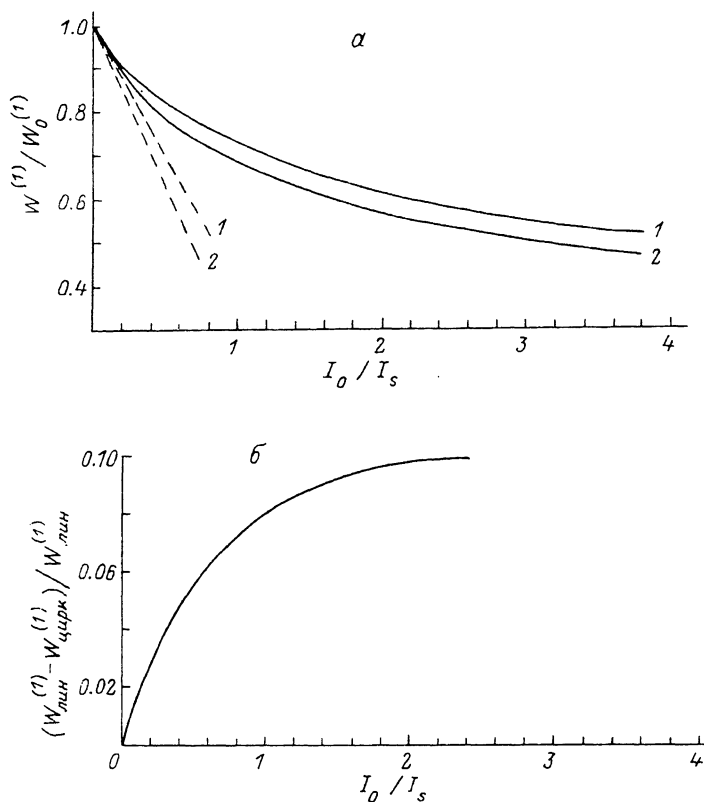


Рис. 2. Влияние поляризации на насыщение однофотонного межподзонного поглощения с ростом интенсивности света.

a — теоретические зависимости отношения $W^{(1)}/W_0^{(1)}$ от I_0 при линейной (сплошная кривая 1) и циркулярной (сплошная кривая 2) поляризациях. $W^{(1)}$ — среднее число однофотонных переходов в единице объема в единицу времени при интенсивности I_0 , $W_0^{(1)}$ — то же, но в пренебрежении эффектом насыщения. Штриховыми линиями показана приближенная зависимость, рассчитанная во втором порядке по интенсивности I_0 . *b* — относительная разность вероятностей перехода $W^{(1)}$ при линейной и циркулярной поляризациях в зависимости от I_0 . I_s — характерная интенсивность, введенная в (10).

$$v_{1,l} = -\frac{36}{5} \tilde{a} \left(1 + \frac{2}{7} v_l (E_l^{(2)}) \right), \quad (17)$$

$$v'_{1,l} = \frac{12}{35} \left(\tilde{c} + \tilde{d} \frac{m_l^-}{m_l} + \hbar \frac{m_l^-}{m_0} g \right). \quad (18)$$

При линейной поляризации $\tilde{a} = 1$, $\tilde{c} = 8$, $\tilde{d} = -9$, $\hbar = -14$, при циркулярной поляризации $\tilde{a} = 11/6$, $\tilde{c} = 8$, $\tilde{d} = -20$, $\hbar = -28$. Заметим, что величины $u_{2,l}$, $u_{1,l}$ и $v_{1,l}$ описывают эффект увлечения, рассчитанный с учетом зависимости от q разности $E_{2,k+q} - E_{1,k}$, входящей в закон сохранения энергии, и в пренебрежении зависимостью от q матричного элемента $M_{m',k+Nq;mk}^{(N)}$ N -фотонного перехода, а вклады, пропорциональные $u'_{2,l}$, $u'_{1,l}$ и $v'_{1,l}$, возникают исключительно благодаря зависимости матричных элементов от q .

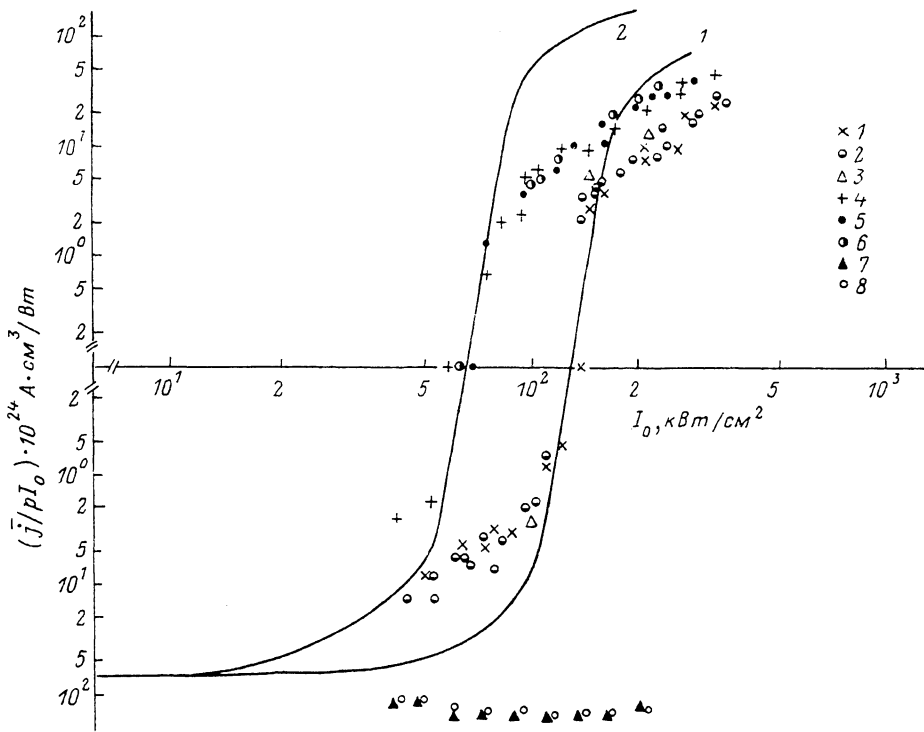


Рис. 3. Зависимость среднего тока увлечения \bar{j} , деленного на концентрацию дырок p и интенсивность I_0 , от интенсивности света для двух поляризаций: линейной (1) и циркулярной (2).

Сплошные кривые — теория с учетом частичного насыщения однофотонных переходов. 1—3 — эксперимент в p -Ge, линейная поляризация; 4—6 — эксперимент в p -Ge, циркулярная поляризация; 7 — эксперимент в n -Ge, линейная поляризация; 8 — эксперимент в n -Ge, циркулярная поляризация. I_0 , 4 — концентрация дырок $p = 1.5 \cdot 10^{14}$; 2, 5 — $3 \cdot 10^{14}$; 3, 6 — $3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; 7, 8 — концентрация электронов $n = 4 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

4. Обсуждение

Наличие нелинейности приводит к более сложной связи между эдс и током увлечения, чем в случае линейной зависимости j от I . Действительно, измеряемая на опыте эдс пропорциональна фототоку, усредненному по длине образца d

$$\bar{j} = \frac{1}{d} \int_0^d j(z) dz. \quad (19)$$

При учете квадратичных по I вкладов $\delta j^{(1)}$ и $j^{(2)}$ зависимость суммарной плотности тока увлечения от z может быть представлена в виде

$$j(z) = aI(z) + bI^2(z), \quad (20)$$

где $I(z)$ — интенсивность света в точке z , коэффициенты a и b от интенсивности не зависят. Как показано в [8], в p -Ge при комнатной температуре основную роль в поглощении света с длиной волны $\lambda = 90$ мкм играют непрямые оптические переходы с участием фононов и решеточное поглощение. Заметим, что, несмотря на определяющую роль прямых переходов в генерации тока увлечения [9], их

относительный вклад в поглощение составляет менее 15%. Это позволяет при обработке экспериментальных данных пренебречь зависимостью суммарного коэффициента поглощения K_s от интенсивности и подставить в (20) вместо $I(z)$ экспоненту $I_0 \exp(-K_s z)$, где I_0 — интенсивность вошедшего в кристалл света. Тогда для среднего значения фототока при учете условия $K_s d > 1$ получим

$$\bar{j} = \frac{1}{K_s d} \left(j_{\text{лин}}^0 + \frac{1}{2} j_{\text{кв}}^0 \right), \quad (21)$$

где $j_{\text{лин}}^0 = aI_0$, $j_{\text{кв}}^0 = bI_0^2$ — линейный и квадратичный токи увлечения вблизи внешней поверхности образца. Таким образом, определяемая на опыте интенсивность I_i , при которой происходит инверсия тока увлечения, отражает не равенство токов $j_{\text{лин}}^0$ и $-j_{\text{кв}}^0$, как это было бы при $K_s d \ll 1$, а равенство $j_{\text{лин}}^0 = -j_{\text{кв}}^0/2$, что ранее в [5] было не учтено.

Экспериментальные и теоретические зависимости отношения $\chi = \bar{j}/pI_0$ от I_0 при линейной и циркулярной поляризациях представлены на рис. 3. В соответствии с (21) при построении теоретической зависимости токи $\delta f^{(1)}(I_0)$ и $f^{(2)}(I_0)$ делились на 2 и к их сумме добавлялся линейный фототок.

При расчете времен релаксации $\tau_i^{(N)}$ учитывалось рассеяние дырок на акустических [10, 11] и оптических [12] фононах. Оценки показывают, что относительный вклад в τ_i^{-1} рассеяния дырок на ионизированных примесях в исследованном диапазоне концентраций мал в согласии с тем, что в эксперименте не обнаружены зависимости отношения \bar{j}/pI_0 от p (при комнатной температуре).

Приведем использованные значения параметров германия: $m_2 = 0.045m_0$, $g = -6.8$, акустическая длина $l_0 = 4.3 \cdot 10^{-3}$ см, скорость звука $v_s = 5.2 \cdot 10^5$ см/с, плотность $\rho = 5.3$ г/см³, константа взаимодействия с оптическими фононами $E_{\text{опт}} = 13$ эВ, энергия оптического фонона $\hbar\omega_{\text{опт}} = 37$ мэВ, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 16$. В этом случае $\tau_1^{(1)} = 4.5 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau_2^{(1)} = 3.7 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau_1^{(2)} = 4.3 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau_2^{(2)} = 2.8 \cdot 10^{-13}$ с и $\chi_{\text{теор}}^{(1)} = 87 \cdot 10^{-24}$ А·см³/Вт в соответствии с экспериментальным значением $\chi_{\text{эксп}}^{(1)} = 80 \cdot 10^{-24}$ А·см³/Вт. Заметим, что при $E_{\text{опт}} = 11.4$ эВ $\chi_{\text{теор}}^{(1)}$ и $\chi_{\text{эксп}}^{(1)}$ различаются примерно в два раза.

При вычислении $\delta f^{(1)}$ нужно задать также величину $T_1 T_2$, которая, как отмечалось выше, может быть меньше произведения $\tau_1^{(1)} \tau_2^{(1)}$. Расчет показывает, что при подстановке вместо T_i времен $\tau_i^{(1)}$, когда $\omega^2 T_1 T_2 = 97$, точки инверсии I_i при линейной и циркулярной поляризациях равны соответственно 57.5 и 23.5 кВт/см², а отношение I_i (лин)/ I_i (цирк) $\equiv \Lambda_i = 2.4$. В пренебрежении эффектом насыщения однофотонного тока увлечения получаем I_i (лин) = 682, I_i (цирк) = 428 кВт/см² и $\Lambda_i = 1.6$.

Наилучшее согласие с экспериментальными значениями I_i (лин) = 114, I_i (цирк) = 80 кВт/см² получается при $\omega^2 T_1 T_2 = 24$: I_i (лин) = 138, I_i (цирк) = 70 кВт/см². В этом случае вклад насыщения в однофотонный ток увлечения $\delta f^{(1)}$ в 2.7 раза превышает двухфотонный ток $f^{(2)}$, знаки вкладов этих токов совпадают и противоположны знаку $f^{(1)}$. Напомним, что мы рассчитали $\delta f^{(1)}$ во втором порядке по интенсивности света. Из рис. 2 видно, что при $I_0 \approx I_i$ имеется заметное отклонение отношения $W^{(1)}(I)/W_0^{(1)}(I)$ от линейной зависимости. Поэтому полученная здесь оценка для $\omega^2 T_1 T_2$ может быть уточнена в дальнейшем при более точном расчете $\delta f^{(1)}$.

Таким образом, совместное теоретическое и экспериментальное исследование зависимости фототока увлечения от интенсивности и поляризации возбуждающего света позволило разделить и сопоставить вклады в нелинейное поглощение света,

связанные с насыщением одноквантовых переходов и с двухквантовыми переходами.

Один из авторов (С. Д. Г.) благодарит фонд А. фон Гумбольдта за поддержку в работе.

Список литературы

- [1] Ивченко Е. Л. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 12. С. 3489—3496.
- [2] Дворников Д. П., Ивченко Е. Л., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. № 8. С. 1571—1576.
- [3] Мозоль П. Е., Пацкун И. И., Сальков Е. А., Корец Н. С., Фекешгази И. В. // ФТП. 1980. Т. 14. № 5. С. 902—907.
- [4] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Терентьев Я. В., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1984. Т. 18. № 2. С. 266—269.
- [5] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Терентьев Я. В., Федоров А. В., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1233—1248.
- [6] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 10. С. 479—481.
- [7] Паршин Д. А., Шабаев А. Р. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1471—1484.
- [8] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Глух К. Ю., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. № 6. С. 1005—1010.
- [9] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 7. С. 297—299.
- [10] Бир Г. Л., Нормантас Э., Пикус Г. Е. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 5. С. 1180—1193.
- [11] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. № 1. С. 3—31.
- [12] Ивченко Е. Л., Расулов Р. Я., Пикус Г. Е. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 332—338.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
15 сентября 1992 г.