

УДК 539.21:535.34

©1993

ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ ПРИ МНОГОФОТОННОМ МЕЖПОДЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Р.Я. Расулов

Исследован линейно-циркулярный дихроизм при многофотонном поглощении, обусловленном прямыми оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок валентной зоны полупроводника типа p -Ge. Рассмотрен режим развитой нелинейности, когда в поглощение вносят сопоставимый вклад n -фотонные процессы с $n = 1 \div 5$. Определена оптимальная область интенсивности для измерения линейно-циркулярного дихроизма в p -Ge по пропусканию.

Линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) нелинейного межподзонного оптического поглощения обнаружен в работе [1] при изучении влияния поляризации света на эффект увлечения дырок фотонами в p -Ge. В соответствии с условиями эксперимента расчет в [1] проводился для умеренных интенсивностей света, при которых применима теория возмущений и преобладающий вклад в межподзонное поглощение вносят одно- и двухфотонные переходы. В настоящей работе теоретически исследуется ЛЦД при многофотонном внутризонном поглощении в полупроводниках типа p -Ge в условиях развитой нелинейности, когда параметр многоквантовости n -го порядка $\eta_n = K^{(n)}/K^{(n-1)}$ для нескольких первых значений $n = 1, 2, \dots$ сравним с единицей ($K^{(n)}$ — коэффициент n -фотонного поглощения). Этот режим был впервые реализован в [2] и детально исследован в [3] для линейно-поляризованного излучения.

Мы рассчитаем здесь суммарный коэффициент многофотонного поглощения $K_s = \sum_n K^{(n)}$ при прямых оптических переходах для циркулярно-поляризованного света и сравним его с результатами, полученными в [3] для линейной поляризации.

Расчет коэффициентов K^n проводился по формуле

$$K^{(n)} = \frac{2\pi n\hbar\omega}{\hbar I} \sum_{\mathbf{k}; m m'} (f_{1\mathbf{k}} - f_{2\mathbf{k}}) \left| M_{1m, 2m'}^{(n)}(\mathbf{k}) \right|^2 \delta(E_{2\mathbf{k}} - E_{1\mathbf{k}} - n\hbar\omega), \quad (1)$$

где ω — частота; I — интенсивность света; $E_{l\mathbf{k}}$ — энергия дырки в подзоне тяжелых ($l = 1$) и легких ($l = 2$) дырок; m и m' — спиновые индексы; $f_{l\mathbf{k}}$ — стационарная функция распределения дырок, которая с учетом эффекта насыщения может отличаться от равновесной; $M_{1m, 2m'}^{(n)}(\mathbf{k})$ — матричный элемент перехода, сопровождаемого поглощением n фотонов. В режиме

развитой величинности $M_{12}^{(n)}(\mathbf{k})$ нужно учесть вклады процессов высших порядков ($n + 2n'$), когда в элементарном акте в различной последовательности поглощается ($n + n'$) и излучается n' фотонов.

При расчете $M_{12}^{(n)}$ можно использовать общие соотношения (28), (П.6)–(П.14) из работы [3] (см. также [4]), учитывая, однако, комплексность единичного вектора поляризации \mathbf{e} для циркулярно-поляризованного света. Спроектируем этот вектор на оси x', y', z' , связанные с направлением волнового вектора дырки \mathbf{k} , так что $z' \parallel \mathbf{k}$, а $x', y' \perp \mathbf{k}$, и введем в соответствии с [3] обозначения $\mathbf{e}'_{\pm} = e_{x'} \pm ie_{y'}$. Тогда при интегрировании вероятности n -фотонного межподзонального поглощения $w_{\mathbf{k}}^{(n)}$ по всевозможным направлениям \mathbf{k} нужно учесть, что произведения величин $|e_{z'}|^2$ и $|e'_{\pm}|^2$, входящие в квадраты модуля матричных элементов оптических переходов, определяются с помощью соотношений

$$|e_{z'}|^2 = \cos^2 \theta, \quad |e'_{\pm}|^2 = \sin^2 \theta \quad (2)$$

для линейной поляризации (θ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{e}) и

$$|e_{z'}|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 \bar{\theta}, \quad |e'_{\pm}|^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \bar{\theta}) \mp P_{\mathbf{k}} \cos \bar{\theta} \quad (3)$$

для циркулярной поляризации. Здесь $\bar{\theta}$ — угол между волновыми векторами дырки и фотона, $P_{\mathbf{k}} = \pm 1$ соответственно для поляризации по правому и левому кругу.

Коэффициент поглощения $K^{(n)}$ в пренебрежении эффектом насыщения однофотонных переходов [1,5] пропорционален сумме $|e_{z'}|^2 + |e'_{\pm}|^2$, усредненной по угловым параметрам, и не зависит от состояния поляризации света.

Однако подстановка (2) и (3) в выражения для $K^{(n)}$ с $n \geq 2$ и усреднение по углам приводят к заметному различию коэффициентов $K_{\text{лин}}^{(n)}$ и $K_{\text{цирк}}^{(n)}$ для линейной и циркулярной поляризаций. При этом, естественно, $K_{\text{цирк}}^{(n)}$ не зависит от знака $P_{\mathbf{k}}$.

При количественных расчетах удобно представить функцию $\nu_p^{(4)}$ (см. формулу (П.9) в [3]) в виде ряда

$$\nu_p^{(4)} = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} (u_+ u_-)^{p+2m} \sum_{t=0}^{\infty} \nu_{pmt}^{(4)} (u_+^2 + u_-^2)^t, \quad (4)$$

где

$$u_{\pm} = M_{12}^{(1)} (E_{2k} - E_{1k} \pm \hbar\omega)^{-1}.$$

В таблице приведены значения безразмерных коэффициентов $\nu_{pmt}^{(4)}$ для $p = 0$, демонстрирующие быструю сходимость ряда (4).

Для учета эффекта насыщения в (1) в качестве $(f_{1\mathbf{k}} - f_{2\mathbf{k}})$ нужно подставить величину [1]

$$(f_{1\mathbf{k}}^0 - f_{2\mathbf{k}}^0) \left[1 + 4\hbar^{-2} T_1^{(n)} T_2^{(n)} \left| M_{1m,2m'}^{(n)}(\mathbf{k}) \right|^2 \right]^{-1/2},$$

t	m				
	0	1	2	3	4
0	1	-1/2	1/18	-1/360	-2.8 · 10 ⁻³
1	1/9	-1/60	1/1050	-2.9 · 10 ⁻⁵	< 10 ⁻⁶
2	1/525	-0.9 · 10 ⁻⁵	< 10 ⁻⁶		
3	1.4 · 10 ⁻⁵	< 10 ⁻⁶			

где f_{lk}^0 — равновесная функция распределения; $T_i^{(n)}$ — время жизни дырки в состоянии с энергией E_{lk} , определяемой законом сохранения энергии $E_{2k} - E_{1k} = n\hbar\omega$.

Как показано в [1], из-за эффекта насыщения коэффициенты $K_{\text{лин}}(I)$ и $K_{\text{цирк}}(I)$ также различаются. Для n -фотонных процессов характерная интенсивность, начиная с которой эффект насыщения играет заметную роль, возрастает с увеличением числа n .

Для иллюстрации на рис. 1 показаны зависимости от интенсивности отношений $w^{(n)}/w_0^{(n)}$ вероятностей одно- и двухфотонного поглощения, найденных с учетом и без учета эффекта насыщения. Для $n = 1$ это отношение уже приводилось в [1]. Величина $w_0^{(2)}$ рассчитана приближенно во втором порядке теории возмущений и пропорциональна I^2 , тогда как при расчете $w^{(2)}$ учтена поправка $w^{(2)} - w_0^{(2)} \sim I^4$.

На рис. 2, 3 представлены результаты численных расчетов суммарного и парциальных коэффициентов поглощения в зависимости от интенсивности света I в кристалле p -Ge для двух состояний поляризации. Эффектом насыщения для процессов с $n \geq 2$ при построении кривых $K_s(I)$ и $K^{(n)}(I)$ пренебрегалось. Это может приводить к некоторой неточности при $I \geq 2$ МВт/см², где, как следует из рис. 2, $K_{s,\text{лин}}$ и $K_{s,\text{цирк}}$ уже слабо различаются. Относительное различие этих коэффициентов максимально в области $I \sim 1$ МВт/см². Приведем значения параметров, при которых проводился расчет: температура $T = 78$ К, концентрация дырок $p = 5.8 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $\hbar\omega = 13.7$ мэВ, $\omega^2 T_1^{(1)} T_2^{(1)} = 97$ [1].

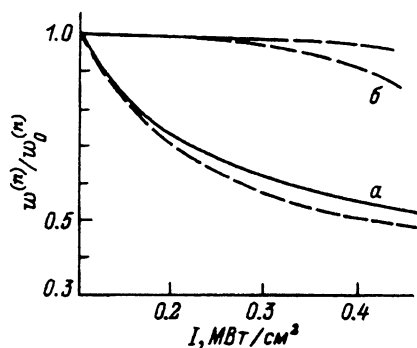


Рис. 1. Влияние поляризации на насыщение в p -Ge одно- и двухфотонного поглощения. $n = 1$ (а) и 2 (б). Сплошные кривые — линейная поляризация, штриховые — циркулярная поляризация. Кривые для $n = 1$ рассчитаны в [1], расчет для $n = 2$ проводился при $\omega^2 T_1^{(2)} T_2^{(2)} = 69$.

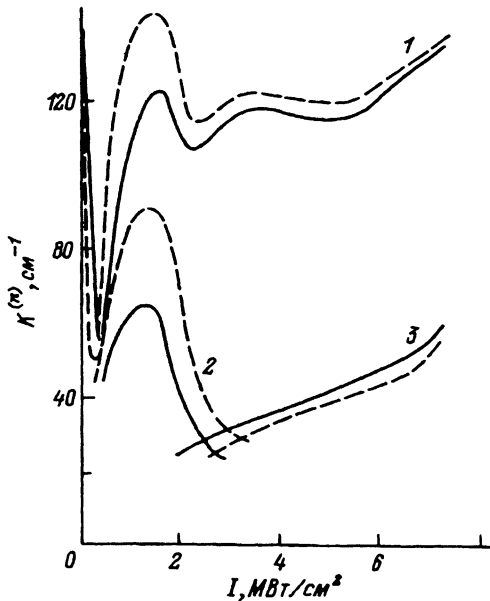


Рис. 2. Зависимости суммарного K_s (1) и парциальных $K^{(2)}$ (2), $K^{(3)}$ (3) коэффициентов поглощения света в p -Ge от интенсивности для линейной (сплошные кривые) и циркулярной (штриховые кривые) поляризации.

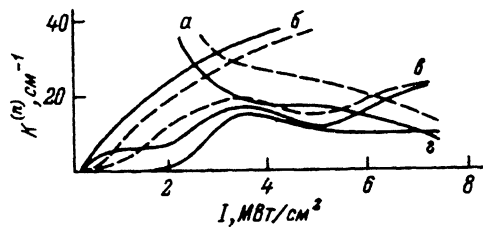


Рис. 3. Зависимости коэффициентов поглощения $K^{(n)}$ в p -Ge от интенсивности света для $n = 2$ (а), 3, (б), 4 (в), 5 (г).

Заметим, что шарковский сдвиг подзон валентной зоны и неравновесный нагрев дырок для простоты не учитывались. Можно ожидать [3,4], что это не приводит к качественному изменению результатов. Для нахождения полного коэффициента поглощения к приведенной на рис. 2 величине K_s нужно добавить вклад, обусловленный непрямыми оптическими переходами и практически не зависящий от интенсивности.

В области малых интенсивностей до 0.3 MWt/cm^2 основную роль в зависимости $K_s(I)$ играет насыщение однофотонного поглощения. При $I > 0.3 \text{ MWt/cm}^2$ заметный вклад в поглощение вносят двухфотонные переходы. В области максимума $K^{(2)}(I)$ величина ЛЦД $\Lambda^{(2)}(I) = K_{\text{цирк}}^{(2)}/K_{\text{лин}}^{(2)} \sim 1.4$, что незначительно отличается от значения $\Lambda^{(2)}(I \rightarrow 0) = 1.5$, получаемого при малых интенсивностях [2]. При $I \sim 2 \text{ MWt/cm}^2$ коэффициенты $K^{(2)}(I)$ и $K^{(3)}(I)$ сравниваются по величине. В области больших интенсивностей заметно вырастают коэффициенты $K^{(4)}$ и $K^{(5)}$. При этом n -фотонное поглощение с $n = 3, 4, 5$ характеризуется слабой поляризационной зависимостью. Поэтому для измерения ЛЦД по пропусканию света через образец наиболее оптимальной является область интенсивностей $I = 1 \div 2 \text{ MWt} \cdot \text{cm}^{-2}$.

В заключение автор выражает благодарность Е.Л.Ивченко за постановку задачи и Е.Ю.Перлину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ганичев С.Д., Ивченко Е.Л., Расулов И.Д., Ярощцкий И.Д., Авербух Б.Я. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 1. С. 198-206.
- [2] Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ивченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Терентьев Я.В., Федоров А.В., Ярощцкий И.Д. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1233-1248.
- [3] Перлин Е.Ю., Федоров А.В. // Сб. «Оптические и кинетические эффекты в неравновесных электронных и электрон-колебательных системах». Кишинев, 1986. С. 92-104.
- [4] Паршин Д.А., Шабаетв А.Р. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1471-1484.

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

Поступило в Редакцию
1 февраля 1993 г.

