

## ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ОТ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

### В ПОЛУПРОВОДНИКАХ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

*А. М. Данишевский, Е. А. Ивченко, С. Ф. Кочегаров,  
М. И. Степанова*

Известно, что исследование двухфотонного поглощения (ДФП) в полупроводниках может дать весьма ценную информацию о параметрах кристалла [1 – 4]. Тем не менее в указанных работах не использовался конкретный вид энергетического спектра полупроводников, что не давало возможности сопоставлять количественно экспериментальные и теоретические результаты.

В настоящей работе производится теоретическое и экспериментальное исследование ДФП в полупроводниках кубической симметрии для случая одного пучка света. Оказывается, что даже в кубических кристаллах коэффициент ДФП может иметь поляризационные зависимости и, в частности, быть анизотропным. Кроме того, рассматривается возможность создания спиновой ориентации [5 – 7] в полупроводниках при ДФП.

В общем случае коэффициент ДФП  $K^{(2)}$  можно представить в виде разложения по линейно-независимым инвариантным относительно преобразований симметрии кристалла комбинациям, составленным из двух векторов  $e$  и двух векторов  $e^*$ , где  $e$  – вектор поляризации света. Таких инвариантов в кубическом кристалле три:  $|e e|$ ,  $|[e^* e]|$ ,  $|e_x|^4 + |e_y|^4 + |e_z|^4$  (1), где  $x, y, z$  – главные оси кристалла.

В случае кристалла с изотропным энергетическим спектром, примером которого можно считать антимонид индия (InSb) в выражение для  $K^{(2)}$  должны входить только сферические инварианты.

$$K^{(2)} = K_1 |e e|^2 + K_2 |[e^* e]|^2. \quad [2]$$

Здесь  $K_1$  и  $K_2$  имеют смысл коэффициентов двухфотонного поглощения при линейной и циркулярной поляризациях света соответственно.

Учет третьего кубического инварианта для InSb соответствует учету гофрировки валентной зоны, которая в этом соединении незначительна. В полупроводниках с более выраженной гофрировкой анизотропный член в  $K^{(2)}$  может оказаться существенным. В кубических полупроводниках с многодолинной структурой энергетического спектра, каковыми, например, являются халькогениды свинца, в выражение для  $K^2$  входит и третий инвариант, приводящий к зависимости  $K^{(2)}$  от направления распространения света, а также вектора поляризации.

Конкретный расчет производился для полупроводников с узкой запрещенной зоной: антимонида индия и халькогенидов свинца (PbS, PbSe, PbTe). В указанных соединениях структура энергетического спектра такова, что в расчетах можно с достаточной точностью использовать двухзонное приближение. Непараболичность зон учитывалась в модели

Кейна [8]. Результат расчета в случае InSb для отношения коэффициентов  $K_1/K_2$  имеет вид<sup>1)</sup>:

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{K_1 v_1 + K_1 v_2}{K_2 v_1 + K_2 v_2} = \frac{20 + \left(16x^2 + \frac{3}{2x^2} + \frac{20}{3}\right)(1+x)^{3/2} \left(\frac{3}{2} - x\right)^2}{30 + \left(\frac{32x^2}{3} + \frac{3}{8x^2}\right)(1+x)^{3/2} \left(\frac{3}{2} - x\right)^2} \quad (3)$$

индексы  $v_1$  и  $v_2$  соответствуют вкладам от переходов из подзон тяжелых и легких дырок валентной зоны InSb,  $x = \epsilon_g/2\hbar\omega$ ;  $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\omega$  — частота света.

Вблизи края ДФП отношение  $K_1/K_2$  близко к единице, с ростом частоты оно возрастает, достигая 1,33 при  $x \rightarrow 1/2$ <sup>2)</sup>.

В том же приближении производился расчет для начальной степени спиновой ориентации при ДФП в InSb. Оказалось, что при  $2\hbar\omega \approx \epsilon_g$  эта величина составляет 64%, а при увеличении энергии кванта плавно уменьшается согласно выражению:

$$\rho_0^{(2)} = \frac{17 + \left(\frac{32}{3}x - \frac{2}{x} - \frac{4}{3}\right)(1+x)^{3/2} \left(\frac{3}{2} - x\right)^2}{30 + \left(\frac{32}{3}x^2 + \frac{3}{8x^2}\right)(1+x)^{3/2} \left(\frac{3}{2} - x\right)^2} \quad (3a)$$

Расчет, выполненный для халькогенидов свинца, показывает, что коэффициент при третьем инварианте в выражении для  $K^{(2)}$  пропорционален степени анизотропии долин. При этом для соединений PbSe, PbS степень оптической ориентации фотоэлектронов в момент их рождения близка к 100%.

Эксперименты по исследованию поляризационных зависимостей коэффициента ДФП выполнялись в слабелегированных образцах InSb ( $\rho_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ). Изменение коэффициента поглощения, обусловленное изменением поляризации света накачки, изучалось по изменению избыточной концентрации носителей заряда  $\Delta n$ . В опытах по излучательной рекомбинации источником накачки являлся  $\text{CO}_2$ -лазер, работавший в режиме модулированной добротности с длительностью импульса  $t_u \approx 0,25 \text{ мксек}$  и максимальной мощностью до 10 *квт*.

Излучение краевой фотолюминесценции собиралось с передней поверхности образца в телесном угле  $\approx 35^\circ$  и направлялось на ИК приемник (Ge: Au), электрические сигналы с которого усиливались и после синхронного детектирования записывались на самописце.

<sup>1)</sup> Подробная теория для указанных материалов в настоящее время готовится к печати одним из авторов.

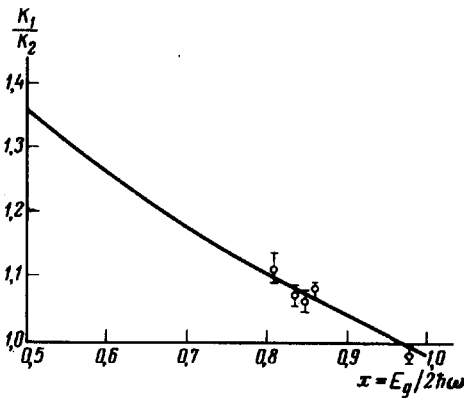
<sup>2)</sup> В двухзонном приближении эффективная масса электронов в InSb совпадает с эффективной массой легких дырок, эффективная масса тяжелых дырок в сравнении с ними считается бесконечной. Поэтому  $K_1/K_2$  не зависит от эффективной массы.

Чтобы исключить II гармонику, возникающую в отраженном от кристалла свете, образцы вырезались в плоскости [100]. Наблюдаемое излучение было неполяризованным. Регистрировалось изменение уровня сигнала при переходе от линейно-поляризованной накачки к циркулярной при различных температурах и интенсивностях лазерного пучка.

При анализе полученных результатов необходимо учитывать возможную зависимость времени жизни  $\tau$  от  $\Delta n$ . Можно показать, что в случае  $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ , относительное изменение коэффициента ДФП связано с относительным изменением интенсивности люминесценции соотношением:

$$\frac{\delta K^{(2)}}{K^{(2)}} = \frac{\delta \Delta R}{R} \frac{1 + 2\kappa - \sqrt{1 + 2\kappa}}{2\kappa}, \quad (4)$$

где  $\Delta R$  — число квантов рекомбинационного излучения в единице объема в единицу времени;  $\Delta R = \gamma_u (\Delta n)^2$ ;  $\gamma_u$  — коэффициент излучательной рекомбинации, измеренный для InSb в работе [9];  $\kappa = \frac{2\sigma^{(2)} \sqrt{\epsilon} \gamma_u \tau_{6и}^2}{c} j^2$ , где  $\sigma^{(2)}$  — сечение ДФП,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $\tau_{6и}$  — время безизлучательной рекомбинации,  $j$  — интенсивность света накачки.



Отношение коэффициентов ДФП при линейной и циркулярной накачках в зависимости от параметра  $x = \epsilon_g / 2\hbar\omega$

На рисунке представлены теоретическая зависимость отношения  $(K_1/K_2)(\epsilon_g/2\hbar\omega)$  и экспериментальные точки, полученные с использованием двух спектральных линий  $\text{CO}_2$ -лазера 9,5 и 10,6 мкм, а также изменением ширины запрещенной зоны  $\epsilon_g$  за счет изменения температуры образца. Для определения параметра  $\kappa$ , фигурирующего в формуле (4), дополнительно при каждой температуре снимались зависимости  $\Delta R(j^2)$ , с помощью которых, зная абсолютные значения  $\Delta R$  и  $j$ , можно было получить величину  $\tau_{6и}$  и далее, используя значения  $\sigma^{(2)}$ , приведенные в [10] (изменением  $\sigma^{(2)}$  при изменении поляризации накачки пренебрегалось), найти  $\kappa$ . Как видно из рисунка, имеется хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

В экспериментах по обнаружению оптической ориентации при ДФП в  $\text{InSb}$ , проведенных при  $80^\circ\text{K}$ , был получен отрицательный результат, объясняющийся, по-видимому, малостью отношения  $\tau_{\text{СП}}/\tau$  ( $\tau_{\text{СП}}$  — время спиновой релаксации) при указанной температуре. Поэтому можно лишь, определяя  $\tau$  из кривой  $\Delta R(j^2)$  и зная чувствительность системы обнаружения, сделать оценку верхнего предела  $\tau_{\text{СП}}$ . Получено, что  $\tau_{\text{СП}} < 10^{-10}$  сек.

Авторы признательны В.К. Субашиеву за многочисленные обсуждения.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 октября 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] M.Inoue, Y.Toyozawa. J. Phys. Soc. Japan, **20**, 363, 1965.
  - [ 2 ] T.R.Bader, A.Gold. Phys. Rev., **171**, 997, 1968.
  - [ 3 ] М.А.Беспалов, Л.А.Кулевский, В.П.Макаров, А.М.Прохоров, А.А.Тихонов. ЖЭТФ, **55**, 144, 1968.
  - [ 4 ] D.Frölich. Phys. Stat. Sol., **40**, 287, 1970.
  - [ 5 ] G.Lampel. Phys. Rev. Lett., **20**, 491, 1968.
  - [ 6 ] R.R.Parsons. Phys. Rev. Lett., **23**, 1152, 1969.
  - [ 7 ] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954, 1971.
  - [ 8 ] E.O.Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249, 1957.
  - [ 9 ] Е.Г.Валяшко, Т.Б.Плескачева. ФТП, **6**, 1, 1972.
  - [ 10 ] А.М.Данишевский, С.Ф.Кочегаров, В.К.Субашиев. ФТТ, **14**, №11, 1972.
-