

36, 21, 24

## АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

*В.С.Багаев, Ю.Н.Берозашвили, Л.В.Келдыш*

В работе исследуется анизотропия поглощения света, возникающая вблизи края собственного поглощения в кубических полупроводниках под действием сильного электрического поля. Будет показано, что коэффициенты поглощения для света, поляризованного вдоль электрического поля  $\alpha_{||}$  и перпендикулярно ему  $\alpha_{\perp}$ , могут отличаться в несколько раз, причем и частотная зависимость их также различна.

### Результаты эксперимента и их обсуждение

Измерялось изменение пропускания поляризованного света в кристаллах GaAs и CdTe при приложении к образцам переменного электрического поля. Измеряемые образцы помещались в конденсатор, изготовленный таким образом, что электрическое поле в нем было всегда в плоскости, перпендикулярной направлению падающего света. После спектрометра ИКС-12 свет поляризовался пленочным поляридом. Поляризованный либо параллельно, либо перпендикулярно электрическому полю свет, пропускался через образец, помещенный в конденсатор, к которому прикладывалось переменное напряжение с частотой 1 кГц. Измерения проводились при  $T = 100^\circ \text{K}$  на высокоомных ( $\rho \sim 10^7 - 10^8 \text{ ом}\cdot\text{см}$  при  $T = 300^\circ \text{K}$ ) монокристаллических неориентированных образцах GaAs и CdTe. Непосредственно измерялось изменение интенсивности проходящего света  $\Delta I$ , обусловленное сдвигом края поглощения в сильном электрическом поле. Одновременное измерение количества света  $I_0$ , прошедшего через кристалл в отсутствие электрического поля, позволяло вычислять величину изменения коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$ , используя соотношение

$$\Delta\alpha \approx -\frac{1}{L} \ln \left( 1 - \frac{\Delta I}{I_0} \right), \quad (1)$$

где  $L$  — толщина кристалла.

Надо отметить, что значения напряженности электрического поля не являются точными. Из-за присутствия тонких воздушных зазоров, которые заполнялись силиконовым маслом в конденсаторе, и изменение толщины которых затруднено, возможна ошибка в оценке величины напряженности электрического поля.

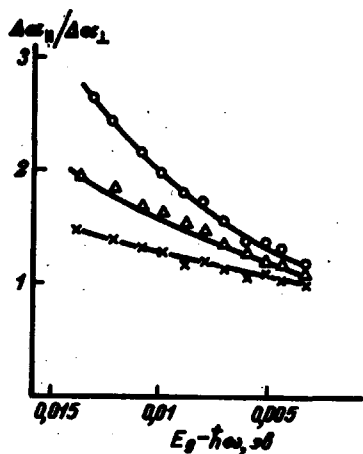


Рис. 1. Зависимость отношения  $\Delta\alpha_{||}/\Delta\alpha_{\perp}$  от энергии квантов света для GaAs:  $\circ$  — при  $E = 4600$  э/см,  $\Delta$  — при  $E = 6900$  э/см,  $\times$  — при  $E = 9000$  э/см

Величину анизотропии поглощения света и ее частотный ход удобно наблюдать, построив отношение  $\Delta\alpha_{||}$  к  $\Delta\alpha_{\perp}$  в зависимости от  $\hbar\omega$ . Так в случае GaAs (рис. 1) для энергии квантов света, удаленных от края на  $0,15$  эв  $\Delta\alpha_{||}$  может быть вдвое больше  $\Delta\alpha_{\perp}$ , а по мере приближения к краю полосы поглощения  $\Delta\alpha_{\perp}$  может достигать значений  $\Delta\alpha_{||}$ . С увеличением напряженности электрического поля величина  $\Delta\alpha_{||}/\Delta\alpha_{\perp}$  приближается к единице при меньших значениях  $\hbar\omega$ . Для CdTe (рис. 2) при напряженности электрического поля  $12000$  э/см величина  $\Delta\alpha_{||}/\Delta\alpha_{\perp}$  достигает значения  $2,9$ , если величина  $E_g - \hbar\omega \sim 0,04$ , а при  $7500$  э/см уже при  $E_g - \hbar\omega \sim 0,03$  эв. (Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны). Когда  $\hbar\omega \rightarrow E_g$  отношение  $\Delta\alpha_{||}$  к  $\Delta\alpha_{\perp}$  уменьшается и приближается к значению единицы. В случае напряженности электрического поля  $12000$  э/см наблюдается область, в которой это отношение меньше единицы. Правда в этой области наблюдается и уменьшение значений величины  $\Delta\alpha_{||}$  и  $\Delta\alpha_{\perp}$ , что может быть связанным с нагревом кристалла. Обычные представления об эффекте электропоглощения [1—3], основанные на рассмотрении оптических переходов между одной валентной зоной и одной зоной проводимости, не объясняют столь сильную анизотропию эффекта для случая кубических кристаллов в области прямых переходов в точке Г, где эффективная масса изотропна. Однако, в реальных полупроводниках, и в частности в изучавшихся в этой работе GaAs и CdTe, вершина вален-

тной зоны вырождена, и это может привести к качественному изменению картины электропоглощения. Возникновение анизотропии под действием электрического поля в таких полупроводниках легко понять по аналогии с хорошо изученным эффектом влияния одноосных деформаций на структуру их валентной зоны. Одноосная деформация, понижая симметрию кристалла, снимает, вообще говоря, вырождение в вершине валентной зоны. Возникают две новые валентные зоны, раздвинутые по энергиям и сильно анизотропные. Дырочные состояния в каждой из этих зон являются суперпозициями состояний легких и тяжелых дырок. Такое сильное искажение спектра является следствием вырождения дырочных зон. Поскольку вблизи точки  $K = 0$  энергии тяжелых и легких дырок

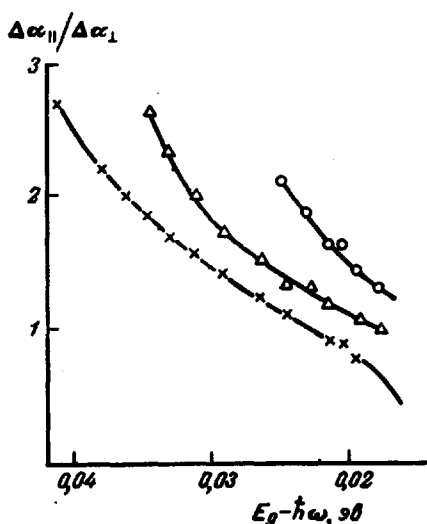


Рис. 2. Зависимость отношения  $\Delta\alpha_{||}/\Delta\alpha_{\perp}$  от энергии квантов света для CdTe: o — при  $E = 3700$  в/см,  $\Delta$  — при  $E = 7500$  в/см, x — при  $E = 1200$  в/см

очень близки друг к другу, уже относительно слабое внешнее воздействие приводит к их полному перепутыванию. Естественно, что и сильное электрическое поле должно вызвать заметное анизотропное искажение вблизи дна вырожденной дырочной зоны, и может привести к появлению заметной анизотропии поглощения света вблизи края собственного поглощения.

На примере простейшей модели трехкратно вырожденной валентной зоны это можно пояснить следующим образом. Эффективный дипольный момент перехода из зоны легких дырок в зону проводимости параллелен квазиимпульсу электрона, а для зон тяжелых дырок — перпендикулярен ему [4]. С другой стороны под действием электрического поля наиболее эффективно туннелируют вглубь запрещенной зоны и, следовательно, дают основной вклад в сдвиг края поглощения, электроны с малыми значениями  $P_{\perp}$ -компонент импульса перпендикулярных полю, так как нали-

чие таких компонент увеличивает эффективный потенциальный барьер для туннелирования на величину  $P_{\perp}^2/2m^*$  ( $m^*$  – приведенная масса электрона и дырки). Поэтому можно считать, что в глубине запрещенной зоны импульсы электронов и дырок направлены преимущественно по полю, а следовательно, дипольные моменты перехода для легких дырок ориентированы по полю, а для тяжелых – перпендикулярно ему, и таким образом в области сдвинутого поля края поглощения в  $a_{\parallel}$  дают вклад преимущественно легкие дырки, а в  $a_{\perp}$  – тяжелые. Но легкие дырки из-за своей малой массы туннелируют значительно эффективнее тяжелых и поэтому есть основания ожидать, что  $\Delta a_{\parallel} > \Delta a_{\perp}$  в той области частот, которая в отсутствие поля соответствовала запрещенной зоне. Расчеты, проведенные в рамках простейшей модели сложной зонной структуры, описанной выше, т.е. модели Кейна [4], без учета спин-орбитального расщепления и влияния более высоких зон, подтверждают эти качественные соображения. Таким образом экспериментальные данные [5] подтверждают качественные соображения о возникновении анизотропии электропоглощения в случае вырожденных зон. Однако, количественные сопоставления экспериментальных результатов с проведенным расчетом не проводились, поскольку использовавшаяся теоретическая модель была слишком идеализирована, и в частности не учитывала того факта, что край полосы поглощения в отсутствие электрического поля размыт.

В работе не исследовалась связь эффекта анизотропии с ориентацией кристалла, хотя такая связь и возможна.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
18 декабря 1968 г.

Институт кибернетики  
Академии наук Грузинской ССР

### Литература

- [1] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 7, 788, 1958.
- [2] W. Z. Franz. Z. Naturforsch., 13, 484, 1958.
- [3] T. Gallaway. Phys. Rev., 130, 549, 1963; 134A, 998, 1964.
- [4] E. O. Kane. J. Phys. Chem. solids, 1, 83, 1956; 1, 249, 1957.
- [5] Victor Rehn, D. S. Kyser. Phys. Rev. Lett., 8, № 120, 1967.