

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.382

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В $ZnAs_2$

В. А. Морозова, С. Ф. Маренкин, О. Г. Кошелев, А. Г. Миронов

(кафедра физики полупроводников)

В области прозрачности монокристаллов $ZnAs_2$ обнаружены зависимости коэффициента пропускания от поляризации света, энергии фотонов и толщины образца. Показано, что они возникают из-за особенностей распространения света в $ZnAs_2$, обусловленных неоднородностями, чувствительными к поляризации света.

Диарсенид цинка — сравнительно мало исследованное полупроводниковое соединение группы A^2B^5 , кристаллизующееся в моноклинной сингонии. Особенностью структуры $ZnAs_2$ является наличие, наряду со связями Zn–As, связей между атомами As, которые образуют зигзагообразные цепочечные структуры, вытянутые вдоль оси c , что и обуславливает значительную анизотропию оптических и электрических свойств. В последнее время в технологии выращивания монокристаллов $ZnAs_2$ был достигнут значительный прогресс [1] и коэффициент поглощения α в примесной области был снижен до $0,1 \text{ см}^{-1}$ [2]. Совместное исследование спектров оптического пропускания и фотопроводимости этих кристаллов позволило установить, что для поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ (\mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля волны) собственное поглощение определяется непрямими разрешенными, а для $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ — прямыми запрещенными переходами с минимальными межзонными промежутками $\varepsilon_g^i(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) \cong 0,89 \text{ эВ}$ и $\varepsilon_g^d(\mathbf{E} \perp \mathbf{c}) \cong 0,97 \text{ эВ}$ при 300 К [2].

В области энергий фотонов $h\nu = 0,5\text{--}0,86 \text{ эВ}$, в которой кристаллы $ZnAs_2$ прозрачны ($\alpha d \ll 1$, где d — толщина образца), коэффициент пропускания T должен быть постоянной величиной. Мы же обнаружили, что величина T зависит от поляризации света, энергии фотонов и толщины образца. Данная работа посвящена исследованию наблюдаемых зависимостей и выяснению причин их появления.

Измерения спектров $T(h\nu)$ проводились при 300 К в области $h\nu = 0,5\text{--}0,87 \text{ эВ}$. Пучок монохроматического света от спектрографа ИКС-21 фокусировался на образец. Свет, прошедший через поляризатор и образец, фокусировался на фотосопротивление из PbS. Ось c была параллельна плоскости пластины. Использовалась стандартная электрическая схема регистрации.

Из известной формулы $T = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)}$, где R — коэффициент отражения, видно, что при $\alpha d \ll 1$ величина $T = (1-R)/(1+R)$ зависит только от R . Поэтому для исследуемых образцов с $d \leq 0,3 \text{ см}$ ($\alpha \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$) в интервале $h\nu = 0,50 \div 0,86 \text{ эВ}$ должна наблюдаться область прозрачности, где $T = \text{const}$.

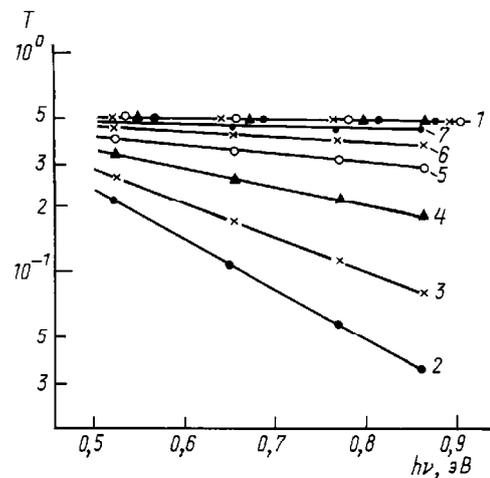


Рис. 1. Спектры оптического пропускания для $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ (1) при $d = 0,02 \div 0,29 \text{ см}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ (2–7): $d = 0,29$ (2), 0,2 (3), 0,11 (4), 0,06 (5), 0,03 (6) и 0,02 см (7)

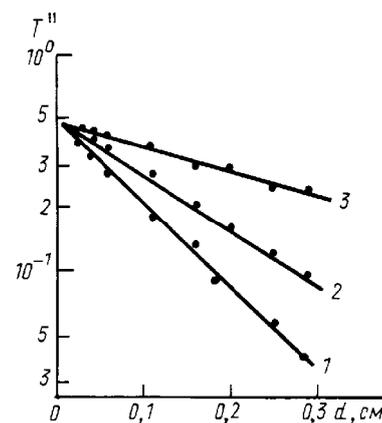


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания для $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ от толщины образца при $h\nu = 0,86$ (1); 0,68 (2) и 0,5 эВ (3)

На рис. 1 для поляризаций $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ представлены спектры $T^-(h\nu)$ (кривая 1) и $T^{\parallel}(h\nu)$ (2–7) для образца, толщина которого уменьшалась от 0,29 до 0,02 см. Проведенные нами исследования показали, что T^- не зависит от d и $h\nu$ и составляет 0,5 (все точки ложатся на кривую 1), т.е. образец, как и ожидалось, прозрачен. В случае же $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ области прозрачности для образцов с $d > 0,02 \text{ см}$ не наблюдается. Из

рис. 1, 2 видно, что T^{\parallel} экспоненциально зависит как от $h\nu$ (кривые 2–6 на рис. 1), так и от d . На рис. 2 представлены зависимости T^{\parallel} от d для $h\nu = 0,86$ (кривая 1); 0,68 (2) и 0,5 эВ (3). Видно, что с уменьшением $h\nu$ и d величина T^{\parallel} возрастает, а показатель экспоненты уменьшается. При $d \leq 0,02$ см величина T^{\parallel} перестает зависеть от $h\nu$ и d , т.е. наблюдается область прозрачности; при этом $T^{\parallel} = 0,95T^{-}$. Разница в 5% между T^{\parallel} и T^{-} обусловлена анизотропией R .

Можно предположить, что в случае $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ для образцов с $d > 0,02$ см только часть светового пучка доходит до фотоспротивления (ФС). В частности, кажущееся уменьшение прозрачности связано с увеличением апертуры светового пучка в плоскости ФС до величины, превышающей размеры приемной площадки ФС. Но тогда величина T^{\parallel} должна зависеть как от размеров приемной площадки ФС, так и от расположения ФС относительно образца. Действительно, проведенные нами исследования показали, что величина T^{\parallel} , измеряемая в одних и тех же условиях с помощью ФС₁ (1×1 см) и ФС₂ ($0,2 \times 0,2$ см), всегда была большей для ФС₁. Результаты, представленные на рис. 1, 2, были получены с ФС₁. Наблюдалось также заметное уменьшение величины T^{\parallel} по мере удаления ФС от тыльной поверхности образца, при этом зависимость T^{\parallel} от $h\nu$ практически не изменялась. Например, изменение расстояния от 0,3 до 3 см между образцом ($d = 0,29$ см) и ФС₁ приводит к уменьшению T^{\parallel} в 1,3 раза. Величина же $T^{-} \cong 0,5$ во всех случаях оставалась постоянной. Интересно отметить, что аналогичные аномалии в спектрах $T^{\parallel}(h\nu)$ мы обнаружили и для кристаллов CdP₄, которые также относятся к моноклинной сингонии.

Отметим, что особенности в поведении спектров $T^{\parallel}(h\nu)$ в ZnAs₂ наблюдались и в работе [3], где в области 0,6–0,86 эВ отношение T^{-}/T^{\parallel} изменялось от 1,4 до 1,7 ($d = 0,05$ см). Объяснения этой зависимости предложено не было. Авторы же [4] связали наблюдавшееся ими различие между T^{-} и T^{\parallel} с примесным поглощением и получили $\alpha^{\parallel}/\alpha^{-} \cong 8$. Заметим, что только учет описанных выше особенностей

в распространении света позволяет определить для ZnAs₂ истинные величины α^{\parallel} .

Известно, что в среде с градиентом показателя преломления возможно отклонение световых лучей от прямолинейного направления [5]. В работе [6] были оценены градиенты упругих напряжений в окрестности дислокаций, которые могут вызвать заметное искривление световых лучей. Для пропускания в этом случае должна наблюдаться зависимость от поляризации света, энергии фотонов и толщины образца. Однако экспериментальное подтверждение эффекта до настоящего времени удалось получить лишь на кристаллах CdS, специально подвергнутых пластической деформации для создания полос скольжения [7]. Наблюдаемые нами особенности спектров $T^{\parallel}(h\nu)$ также могут быть связаны с изменением направления световых лучей, которое вызвано пространственными неоднородностями показателя преломления, чувствительными к поляризации света и обусловленными упругими напряжениями. Эти напряжения могут быть вызваны неоднородностями, например дислокациями, скоплениями примесей, протяженных дефектов. По-видимому, особенности кристаллической структуры ZnAs₂, CdP₄ обеспечивают вполне заметную величину описанного выше эффекта и делают анизотропные соединения A²B⁵ удобными для исследования природы этого эффекта.

Литература

1. Маренкин С.Ф., Раухман А.М., Пищиков Д.И., Лазарев В.Б. // Изв. РАН, Неорг. матер. 1992. **28**, № 9. С. 1813.
2. Морозова В.А., Семенова Т.В., Маренкин С.Ф. и др. // Там же. 1997. **33**, № 8. С. 918.
3. Turner W.J., Fischler A.S., Reese W.E. // Phys. Rev. 1961. **121**, No. 3. P. 759.
4. Sobolev V.V., Syrbu N.N. // Phys. Stat. Solidi. 1972. **51**, No. 2. P. 863.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
6. Багдасаров Х.С., Дедух Л.М., Жижейко И.А. и др. // Кристаллография. 1970. **15**, № 2. С. 334.
7. Классен Н.В., Красильникова Л.Л., Табеев Э.Ф. // ФТТ. 1977. **19**, № 2. С. 521.

Поступила в редакцию
05.06.98