

ДИСПЕРСИЯ ЗАТУХАНИЯ $A_{n=1}$ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛЕ CdS

В.Я.Резниченко, М.И.Страшникова, В.В.Черный

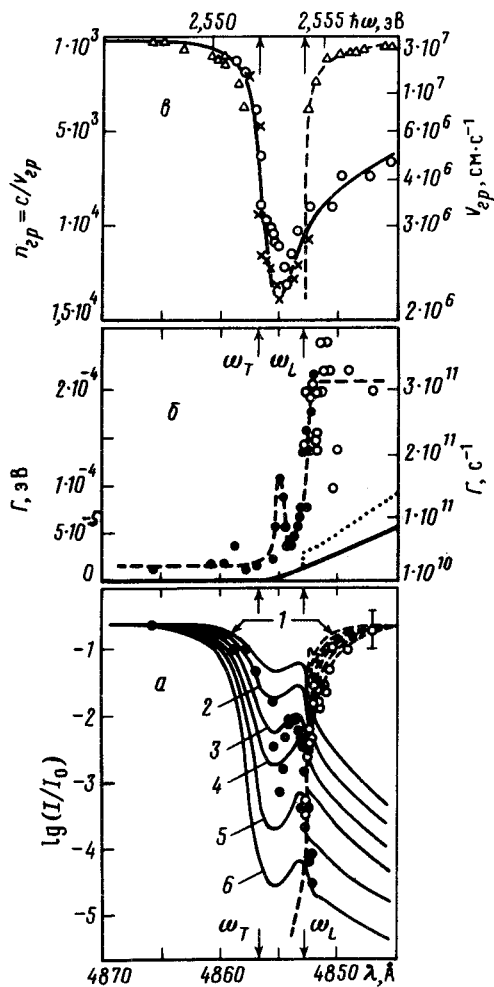
Впервые обнаружено влияние смешивания состояний разрешенных и запрещенных переходов на спектр затухания экситонов в области $A_{n=1}$ резонанса кристалла CdS.

Вопрос о релаксации экситонов в резонансной области спектра является актуальным для физики твердого тела, но ввиду невозможности прямого измерения этой характеристики и необходимости использования косвенных данных, еще далек от окончательного решения. В работе получена частотная зависимость константы затухания экситонов $\Gamma(\omega)$ на основании сопоставления экспериментально измеренного пропускания клинообразного кристалла CdS с теоретически рассчитанным при учете добавочных пекаровских волн².

На рис. а изображено измеренное при $T = 1,8$ К пропускание клинообразного кристалла со средней толщиной 0,5 мкм и преломляющим углом $\approx 50^\circ$ в области нижайшего $A_{n=1}$ экситона. Точки относятся к пекаровской волне "+", т. е. к нижней светоэкситонной ветви, кружки – к волне "-", т. е. к верхней ветви. Теоретически рассчитанные кривые для кристалла CdS с такими же размерами при учете пространственной дисперсии и добавочных граничных условий Пекара изображены сплошными (для волны +) и штриховыми (для волны -) линиями. Все использовавшиеся в работе параметры теории были такие же, как в работе¹, кроме Γ , которое принимало дискретный ряд значений: кривая 1 – 1×10^{-5} эВ, 2 – 2×10^{-5} эВ, 3 – 4×10^{-5} эВ, 4 – 8×10^{-5} эВ, 5 – $1,4 \times 10^{-4}$ эВ, 6 – $2,2 \times 10^{-4}$ эВ. В пределах каждой кривой Γ не зависело от частоты. Сравнение показывает, что ни одна из рассчитанных зависимостей не совпадает с экспериментальной. Поэтому мы предположили, что для каждой частоты ω затухание Γ имеет такое значение, при котором экспериментальная точка попадает на соответствующую теоретическую кривую.

Полученная таким образом зависимость $\Gamma(\omega)$ представлена на рис. б штриховой линией. С длинноволновой стороны от поперечного экситона ω_T $\Gamma(\omega)$ асимптотически стремится к очень малой величине $1,5 \times 10^{-5}$ эВ. В области продольно-поперечного расщепления Δ_{LT} на длине волны 4855 Å зависимость $\Gamma(\omega)$ вычерчивает довольно узкую дельтаобразную кривую, а при приближении к частоте ω_L резко возрастает и выходит на полочку со значением $\approx 2 \times 10^{-4}$ эВ. Такой вид зависимости $\Gamma(\omega)$ оказался совершенно неожиданным.

На рис. в представлена частотная зависимость групповой скорости светозкситонов в кристалле $V_{гр}$ и соответствующего показателя преломления $n_{гр} = c/V_{гр}$, где c — скорость света в вакууме. Благодаря использованию кристаллов субмикронной толщины, мы впервые измерили зависимость $V_{гр}(\omega)$ волны + в пределах всей полосы поглощения и выше ω_L . Кружки получены по картине интерференции Фабри-Перо плоскопараллельного кристалла CdS толщиной 0,18 мкм, крестики — по картине интерференции поляризованных лучей. Треугольники — данные работы ³, измеренные на более толстых кристаллах на крыльях полосы поглощения. Сплошная и штриховая линии — теоретический расчет соответственно для волн + и —.



Сравнение рис. б и в показывает, что минимум групповой скорости, соответствующий максимальному значению $n_{гр} \approx 1,3 \cdot 10^4$ приходится на $\lambda = 4855 \text{ \AA}$, что совпадает с максимумом $\Gamma(\omega)$ в пределах Δ_{LT} . Наблюдается, таким образом, качественная антикорреляция между спектром затухания светозкситона и его групповой скоростью. Однако вся кривая $V_{гр}(\omega)$ более широкая, чем всплеск на кривой $\Gamma(\omega)$, и поэтому нельзя говорить об их количественной антикорреляции.

Если предположить, что основной вклад в константу затухания дает экситон-фононное взаимодействие с продольными акустическими фононами через деформационный потенциал ¹⁾, то расчет по соотношению, использовавшимся в ⁴ при $T = 0$, приводит к частотной зави-

1) Учет рассеяния через пьезоэлектрическое взаимодействие не может существенно изменить ни величину, ни характер зависимости $\Gamma(\omega)$ ⁴.

симости $\Gamma(\omega)$, изображенной в нижней части рис. б сплошной линией. Как видно, рассчитанная кривая расположена существенно ниже экспериментальной. Следовательно, при очень низких температурах взаимодействие экситонов с фононами недостаточно для обеспечения их релаксации, зафиксированной на опыте.

Рассеяние экситонов на примесях (заряженных донорах и акцепторах) в компенсированном полупроводнике было теоретически рассмотрено в ⁵. Сравнить ее результаты с экспериментальными можно лишь в спектральном интервале Δ_{LT} . Полагая концентрацию доноров и акцепторов в компенсированном кристалле $10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получаем значение $\Gamma \approx (0,4 \div 4) \cdot 10^{-5}$ эВ, что сравнимо с нашими значениями для $\omega < \omega_T$ и в области Δ_{LT} под δ -образным пиком. Поэтому можно считать, что это значение Γ действительно обусловлено рассеянием на примесях.

Что же касается происхождения δ -образного пика, то мы связываем его с так называемым "антипересечением" дисперсионных ветвей светозекситонов симметрии Γ_5 и Γ_6 , т.е. со смешиванием состояний разрешенных и запрещенных переходов. Наибольшее смешивание должно происходить в очень узком спектральном интервале, который приходится на точку пересечения дисперсионных кривых в отсутствие их взаимодействия ($\lambda = 4855 \text{ \AA}$).

Такое влияние запрещенного перехода на дисперсию показателя преломления $n(\omega)$ было обнаружено и интерпретировано в работе ⁶ и подтверждено в ¹. В настоящей работе эффект впервые проявился в спектре затухания экситонов в резком увеличении Γ , обратного времени "свободного пробега" экситона. Наличие в кристалле примесей должно приводить к усилению этого эффекта.

Начиная с ω_L , наряду с внутризонным рассеянием по нижней светозекситонной ветви, вклад в Γ начинают вносить и процессы межзонных перебросов между верхней и нижней ветвями. Рассчитанная зависимость $\Gamma(\omega)$ с учетом в этих процессах только фононов представлена на рис. б пунктирной линией. Как видно, она далека от экспериментальной.

По-видимому, резкий рост $\Gamma(\omega)$ на частоте ω_L и выход на постоянное значение связан с дополнительным вкладом в Γ межзонных перебросов с участием примесей, дефектов и т. д. Фактически это означает, что волна — может превращаться в волну + при столкновении с любым препятствием. Кроме того, возможно ее рассеяние также на ветвь продольных экситонов. Процессы взаимных превращений волн +, — и продольной на сферических включениях рассмотрены теоретически в ⁷. Из нее следует возможность выхода $\Gamma(\omega)$ на постоянное значение выше ω_L . Поэтому мы считаем, что при очень низких температурах даже в совершенных кристаллах CdS преобладающим механизмом релаксации экситонов является их рассеяние на примесях. Вывод справедлив как для внутризонного рассеяния ($\omega < \omega_L$), так и для межзонного ($\omega > \omega_L$).

Литература

1. Демиденко А.А., Лебедев М.В., Пекар С.И. и др. ЖЭТФ, 1985, 89, 330.
2. Демиденко А.А., Пекар С.И., Цеквава Б.Е. ФТТ, 1985, 27, 741.
3. Власов Г.К., Крицкий А.В., Купченко Ю.А. ЖЭТФ, 1977, 72, 2063.
4. Травников В.В., Криволапчук В.В. ЖЭТФ, 1983, 85, 2087.
5. Зинец О.С., Скайстис Э. Литовский физ. сб. 1976, 16, 871.
6. Kiselev V.A., Razbirin B.S., Uraltsev J.N. Phys. Stat. Sol. (b), 1975, 72, 161.
7. Kryuchenko Yu. V., Sugakov V.J. Phys. Stat. Sol. (b). 1982, 111, 177.