

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ДВУХ ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ОСНОВНОГО ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В КРИСТАЛЛАХ CdS

М.В.Лебедев, М.И.Страшникова¹⁾, В.Б.Тимофеев, В.В.Черный¹⁾

По преломлению света тонким кристаллом CdS с преломляющим углом $\sim 10^{-4}$ рад исследована дисперсия показателя преломления в области экситонных резонансов при $T = 1,8\text{K}$. Выше частоты продольного A_L экситона обнаружено одновременное прохождение двух поперечных $E \perp C$ волн, для которых измерены дисперсия показателя преломления и спектральная зависимость пропускания. Определены основные параметры экситонных поляритонов.

Одно из ярких проявлений эффекта пространственной дисперсии в области экситонных резонансов в CdS, предсказываемых теорией^{1, 2} состоит в существовании двух поперечных волн с данной частотой и поляризацией, отличающихся дисперсией показателя преломления и пропусканием (согласно Пекару — добавочных световых волн, ДСВ). Среди разнообразных и многочисленных экспериментов, которые ставились с целью обнаружить ДСВ, весьма интересны спектроскопические исследования многолучевой^{3, 4} и двулучевой^{5, 6} интерференции при прохождении (отражения) волн через тонкие кристаллические пластины, измерения групповых скоростей ДСВ с помощью пикосекундной лазерной техники⁷, а также мандельштам-бриллюэновского рассеяния, связанного с этими волнами⁸. Полное описание этих и других экспериментов можно найти в монографии².

Наиболее прямым способом обнаружения таких волн и исследования дисперсионных свойств среды в области их распространения является метод преломления света кристаллом, имеющим форму призмы. Этот метод впервые был применен при исследовании дисперсии экситонных поляритонов в CdS Брозером и др.⁹, а также использован для изучения дисперсионных свойств смешанной моды экситонных поляритонов в этих кристаллах в¹⁰. В этих работах однако не удалось одновременно наблюдать две преломленные волны. В данной работе обнаружено одновременное прохождение через достаточно тонкий (< 1 мкм) клинообразный кристалл CdS двух поперечных волн и реализовано их пространственное разделение.

Для исследований был отобран пластинчатый монокристалл CdS с периметром 2×1 мм², выращенный из газовой фазы и имеющий в поперечном сечении форму клина с углом преломления α . Гексагональная ось C_6 лежала в плоскости пластины параллельно преломляющему ребру. Толщина пластины у основания клина составляла 0,7 мкм. Угол α определялся по интерференционной картине полос равной толщины, параллельных ребру клина, которая анализировалась с помощью микроскопа. Для α было найдено значение $2,48 \times 10^{-4}$ рад. Образец размещался свободно внутри специально приготовленной кварцевой кюветы и не имел оптических контактов с ее оправками, что позволяло избежать напряжений в кристалле. Образец находился непосредственно в сверхтекучем гелии ($T = 1,8\text{K}$). Поворотом штока, на котором крепилась кювета с образцом, можно было изменять угол падения на кристалл θ . С целью увеличения точности угловых измерений работа велась при больших углах падения $\theta = 55,5^\circ$.

В качестве монохроматического источника использовался перестраиваемый лазер на растворе органического красителя с накачкой от импульсного N_2 -лазера (спектральная ширина импульса лазера 0,3 Å).

На кристалл направлялся коллимированный с помощью линз поляризованный монохроматический пучок света с поперечным сечением ~ 1 мм². Отклоненный кристаллом пучок

¹⁾ Институт физики АН УССР.

собирался в фокальной плоскости проектирующей линзы ($f = 80$ мм) в пятно размером около 15 мкм. При этом в условиях максимального пространственного разделения волн $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$ расстояние между соответствующими пятнами на экране составляло около 740 мкм. Для достижения более чистой поляризации кристалл размещался между двумя поляризаторами. Смещение пятна можно было контролировать визуально с помощью измерительного микроскопа, либо фотоэлектрически при проекции пятна на светочувствительную матрицу оптического многоканального анализатора ОМА-2. Применение фотоэлектрической регистрации позволяло одновременно с измерениями преломления волн контролировать их пропускание через кристалл.

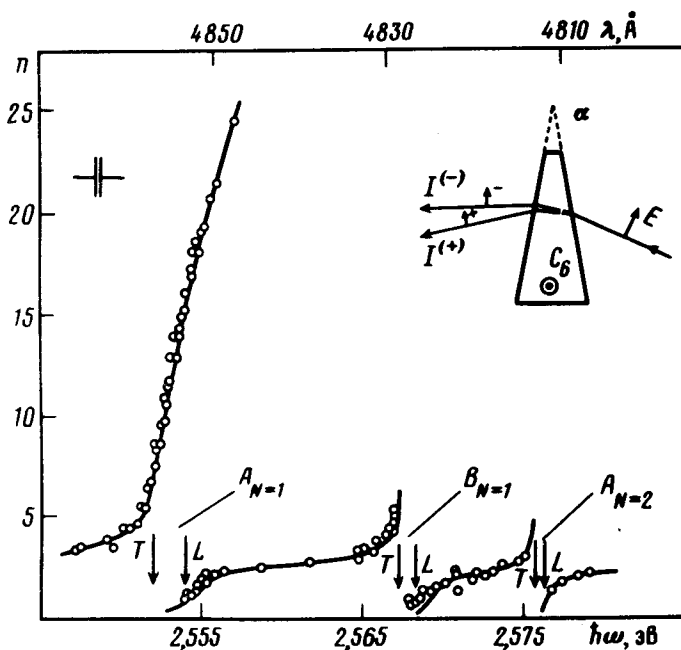


Рис. 1. Дисперсия вещественной части показателя преломления в области экситонных резонансов $A_{N=1}$, $A_{N=2}$, $B_{N=1}$, измеренная при $T=1,8$ К в поляризации $E \perp C$. Сплошные кривые – расчет при значениях параметров, указанных в тексте. Справа сверху – принципиальная схема эксперимента

Углы отклонения призмой φ , преломления α и падения θ связаны с показателем преломления n соотношением

$$\varphi = \alpha \left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta} - 1 \right),$$

с помощью которого, по измеренным линейным отклонениям коллимированного пучка, рассчитывался показатель преломления.

На рис. 1 показана дисперсия вещественной части показателя преломления в области экситонных резонансов $A_{N=1}$, $A_{N=2}$, $B_{N=1}$, измеренная в поляризации $E \perp C$ при $T = 1,8$ К. Стрелки указывают спектральные позиции продольных и поперечных экситонов в соответствующих областях. В окрестности $A_{N=1}$ экситона эффект пространственной дисперсии проявляется со всей очевидностью. Как видно из рис. 1, а также рис. 2, на котором область $A_{N=1}$ экситона показана более подробно, выше частоты продольного экситона наблюдаются две дисперсионные ветви $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$, соответствующие распространению в кристалле одновременно двух одинаково поляризованных волн, отличающихся значениями показате-

лей преломления и пропускаем. Закон дисперсии $n^{(+)}$ -волны с возрастанием энергии приближается к закону дисперсии "механического" экситона. В то же время дисперсия $n^{(-)}$ -волны по мере удаления от $\hbar\omega_L$ стремится к линейной, т. е. становится все более световой.

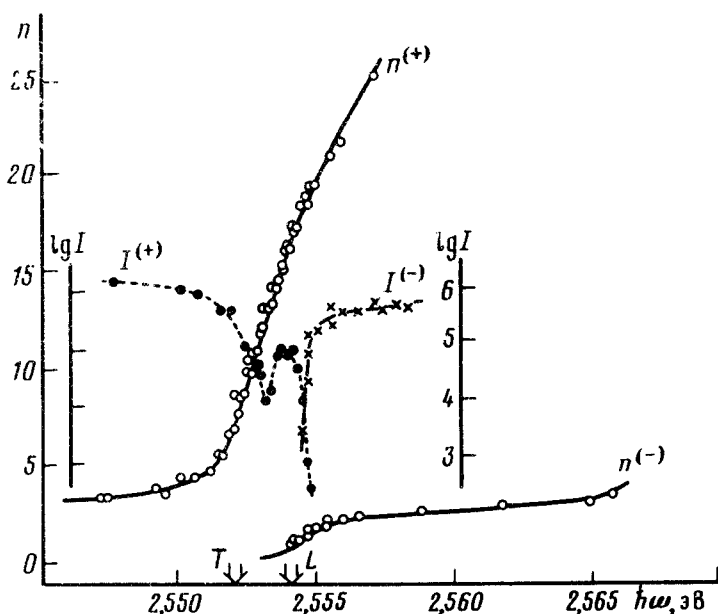


Рис. 2. Дисперсия вещественной части показателя преломления и пропускание волн $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$ в области $A_{N=1}$ -экситона. Сплошными линиями показан расчет дисперсия волн при значениях параметров, указанных в тексте. Относительное пропускание для волны $n^{(+)}$ — (●) и для волны $n^{(-)}$ — (×) представлены в логарифмическом масштабе в относительных единицах. Пунктирные кривые проведены по экспериментальным точкам пропусканий

Сплошными кривыми на рис. 1 и рис. 2 показана зависимость показателей преломления $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$ -волн, рассчитанная по формулам Пекара². Эффект пространственной дисперсии учитывался только для $A_{N=1}$ экситона. Диэлектрическая функция среды при таком приближении выбиралась в следующем виде:

$$\epsilon(\omega, k) = \epsilon_b \left[1 + \frac{\Delta_{A(N=1)}^{LT}}{\omega_{A(N=1)}^0 + \frac{\hbar k^2}{2M_{ex}} - \omega - i\Gamma} + \frac{\Delta_{B(N=1)}^{LT}}{\omega_{B(N=1)}^0 - \omega} + \frac{\Delta_{A(N=2)}^{LT}}{\omega_{A(N=2)}^0 - \omega} \right].$$

При аппроксимациях с помощью этого выражения резонансные частоты и Δ^{LT} расщепления для $A_{N=2}$ и $B_{N=1}$ экситонов брались из^{11, 9}. Наилучшее согласие с экспериментом достигалось при следующих значениях подгруппных параметров: фоновой диэлектрической проницаемости $\epsilon_b = 7, 4$, трансляционной массе $A_{N=1}$ -экситона $M_{ex} = 0,8 m_0$, $L - T$ расщепления $\Delta_{A(N=1)}^{LT} = 2,1$ мэВ. Резонансная частота $\omega_{A(N=1)}^0$ находилась с помощью выражения $\omega_{A(N=1)}^0 = \omega_{A(N=1)}^L - \Delta^{LT}$, где $\hbar\omega_{A(N=1)}^L = 2,55415$ эВ — энергия продольного $A_{N=1}$ -экситона, которая определялась по спектрам пропускания кристалла, измеренным в поляризации $E \parallel C$. Затухание $\Gamma = 0,02$ мэВ было оценено по спектру пропускания¹⁰.

Благодаря пространственному разделению волн $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$ впервые удалось измерить их спектры пропускания (рис. 2). В отличие от монотонного спектра пропускания волны $n^{(-)}$ в спектре волны $n^{(+)}$ наблюдается узкий провал в области $L - T$ расщепления. Пропускания волн $n^{(+)}$ и $n^{(-)}$ сравнимы вблизи энергии продольного экситона. При удалении от этой области пропускание для волн отличается на несколько порядков. Кривые пропускания, рассчитанные с помощью теории Пекара¹² при дополнительном граничном условии $P_{ex} |_{z=0} = 0$ (P_{ex} – экситонная поляризация) качественно согласуются с экспериментом. Подробное сравнение теории и эксперимента для кривых пропускания ДСВ, а также анализ дисперсии показателя преломления вблизи $A_{N=2}$ и $B_{N=1}$ экситонов будет опубликовано отдельно.

В заключение авторы глубоко благодарят С.И.Пекара за чрезвычайно полезные обсуждения результатов работы, а также вопросов теории, касающихся пропускания добавочных волн в условиях, соответствующих описанным экспериментам.

Литература

1. Пекар С.И. ЖЭТФ, 1957, 33, 1022.
2. Пекар С.И. "Кристаллооптика и добавочные световые волны", Изд. Наукова думка, 1982.
3. Киселев В.А., Разбирин Б.С., Уравльцев И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 504.
4. Макаренко И.В., Уравльцев И.Н., Киселев В.А. Phys. Stat. Sol., 1980, 698, 773.
5. Бродин М.С., Давыдова Н.А., Страшникова М.И. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 567.
6. Пекар С.И., Страшникова М.И. ЖЭТФ, 1975, 68, 2047.
7. Masumoto Y., Unuma Y., Tanaka Y., Shyonoya S. J. Phys. Soc. Jap., 1979, 47, 1844.
8. Koteles E.S. In vol. 2 "Excitons" Ed. by E. Rashba and M. Sturge Amsterdam, North-holland, 1982, ch. 3, p. 83.
9. Broser I., Broser R., Beckmann E., Birkicht E. Sol. State Comm., 1981, 39, 11, 1209.
10. Лебедев М.В., Лысенко В.Г., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1984, 86, вып. 6.
11. Hopfield J.J., Thomas D.G. Phys. Rev., 1961, 122, 35.
12. Пекар С.И. ЖЭТФ, 1958, 34, 1176.