

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭКСИТОНЫ С ДЫРКОЙ, ЛОКАЛИЗОВАННОЙ В КВАНТОВОМ ИНВЕРСИОННОМ СЛОЕ

В.А.Киселев, Б.В.Новиков, Е.А.Убушиев,
С.С.Утнасунов, А.Е.Чередниченко

Обнаружена неизвестная ранее структура в спектре фотопроводимости CdS, спектральное положение и интенсивность которой крайне чувствительны к параметрам слоя пространственного заряда, управляемого специальной засветкой. Она приписывается возбуждению квазидвумерных поверхностных экситонов с дыркой, локализованной в квантовом инверсионном слое.

В работе сообщается о структуре спектра фототока (СФ) нового типа, наблюдающейся в кристаллах CdS при 4,2 К. Эта структура может быть создана интенсивной засветкой кристаллов из области $\lambda < 510$ нм. При измерении на постоянном токе она имеет вид максимума, возникающего с длинноволновой стороны от экситона $A_{n=1}$ на расстоянии 15 – 20 мэВ. Ее характерным свойством является сильное смещение в коротковолновую сторону с ростом дозы засветки – см. рис. 1.¹⁾ Интенсивность максимума значительно возрастает, а полуширина убывает при приближении его к экситону $A_{n=1}$. При больших экспозициях он доминирует в спектре. Его предельное положение совпадает с экситоном $A_{n=1}$. Структура, наблюдаемая при измерениях на переменном токе (300 – 600 Гц), имеет вид серии максимумов с интервалами $\sim 10^{-2}$ эВ, такжедвигающихся с ростом засветки к положению свободного экситона – см. рис. 2. Эти особенности СФ проявляются при поляризации света, являющейся разрешенной для экситона $A: E \perp C$. Серия максимумов, аналогичная изображенной на рис. 2, наблюдается также в поляризации $E \parallel C$. Ее предельным положением является экситон $B_{n=1}$. Естественно допустить, что наблюдаемое явление обусловлено экситонами, локализованными у поверхности. Однако, это не могут быть экситоны, локализованные как целое в приповерхностной яме, поскольку, если принять во внимание малую ширину максимумов в СФ, то они проявлялись бы в отражении в виде изолированных особенностей^{1, 2}. Таких особенностей в отражении не наблюдается.

На вставке к рис. 1 приведена зависимость размаха контура экситонного отражения света (КЭОС) $\Delta R = R_{\text{макс}} - R_{\text{мин}}$ для экситона $A_{n=1}$ от засветки. Она имеет сложный немонотонный характер. При анализе влияния на КЭОС приповерхностного неоднородного поля в слое пространственного заряда (СПЗ)³ установлено, что такое поведение обусловлено ростом (при дозах 1 – 4) и убыванием (4 – 6) поля E в обедненном слое (сплошные кривые на рис. 3), а также выполнением при дозах 3 и 5 условий близких к оптимальным для квазилокализации трехмерного экситона штарковской ямой^{4, 3}, что приводит к возгоранию КЭОС⁵. (Т.е. локализация экситонов как целого наблюдается, но как самостоятельное явление, приводящее к бесструктурному возгоранию КЭОС).

При дозе 4 слой обеднения характеризуется плотностью пространственного заряда $\sim e \cdot 10^{17}$ см⁻³, максимальным значением напряженности поля $\sim 10^5$ В/см, толщиной ~ 15 нм, изгибом зон $\sim 10^{-1}$ эВ. При этом от валентных зон отщепляется несколько двумерных подзон с интервалами $\sim 10^{-2}$ эВ, т. е. возникает возможность локализации дырок у поверхности.

Наиболее вероятная причина роста поля при дозах 1 – 4 состоит в том, что заряжаются поверхностные состояния⁶. Видимо они определяют и большие времена релаксации к исходному состоянию – порядка минут. Поверхностный заряд оценивается как $\sim e \cdot 10^{11}$ см⁻².

¹⁾ В спектрах поглощения барьерных структур в той же области частот обнаружена полоса, сдвигающаяся на 10 – 15 мэВ в длинноволновую сторону при приложении напряжения 10 – 100 В в заперном направлении.

Доза 4 соответствует насыщению заряда поверхностных состояний. Следующий за этим спад поля естественно приписать образованию инверсионного слоя при заполнении дырками наиболее глубокой подзоны. Соответствующее поле условно нанесено на рис. 3 штриховыми линиями. С ростом концентрации дырок (до $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$) должно происходить выталкивание подзон из канала. Это, а также совпадение по порядку величины интервалов между подзонами и особенностями СФ, дают основание связать наблюдаемую структуру с опти-

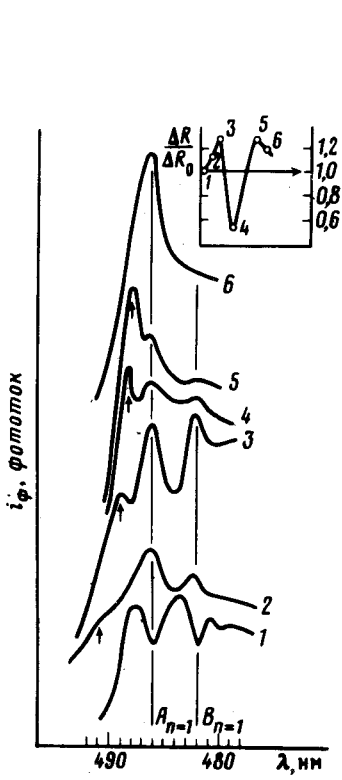


Рис. 1

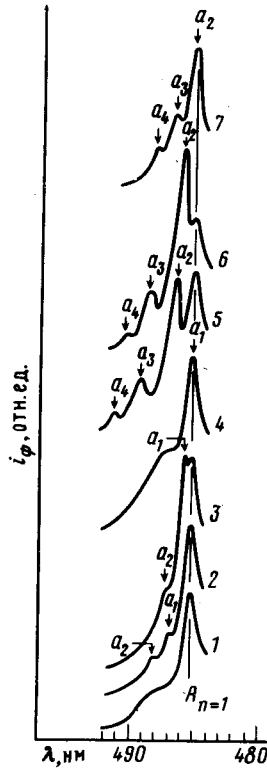


Рис. 2

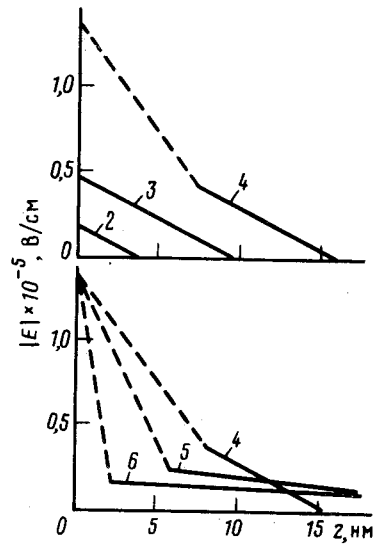


Рис. 3. Предполагаемые координатные зависимости электрического поля $E(z)$ после специальной предварительной засветки (дозы те же, что на рис. 1).

Рис. 1. Спектры фототока кристалла CdS при 4,2 К после интенсивной засветки в течение (1) – 0, (2) – 2, (3) – 5, (4) – 10, (5) – 15, (6) – 20 минут. $E \perp C$. Дополнительный максимум отмечен стрелкой. На вставке – зависимость размаха контура отражения $\Delta R = R_{\text{макс}} - R_{\text{мин}}$ от засветки (дозы те же, но их действие на СПЗ в опытах по отражению и фотопроводимости могут не вполне совпадать). ΔR_0 – исходный размах контура

Рис. 2. Спектры фототока кристалла CdS в исходном состоянии и с увеличением дозы засветки. Быстрая компонента. $T = 4,2 \text{ К}$. $E \perp C$

ческими переходами из двумерных подзон. Принципиальным является вопрос о конечном состоянии: рождается ли экситон, или появляющаяся дырка ничем не выделена среди уже имеющихся? Предельное положение компонент структуры, а также пиковый характер особенностей в двумерной задаче, говорит в пользу первой возможности. Здесь уместно отметить, что в монотонном в целом движении компонент структуры СФ имеется промежуточное закрепление при резонансе с положением экситона, связанного на заряженном доноре I_3 , что также понятно, поскольку трехмерные экситоны в обедненном слое находятся в поле ионизированных доноров²⁾.

2) Закрепление при 77 и 273 К происходит при совпадении энергий возбуждений поверхностного экситона и экситона, связанного на нейтральном акцепторе (I_1).

Таким образом мы приходим к квазидвумерным экситонам с дыркой, слабо связанной квантовым слоем. Малая сила осциллятора перехода объясняется тем, что он определяется перекрыванием хвостов волновых функций электрона в объеме и дырки в канале. При делокализации дырки экситоны переходят в трехмерные с соответствующим ростом силы осциллятора. Экранирование дырками в канале также становится все менее существенным при делокализации.

Как уже говорилось, обсуждаемая структура СФ не проявляется в отражении. Присутствие же ее в СФ объясняется более высокой чувствительностью этой методики. Следует заметить, что эффекты с похожим внешним проявлением наблюдались в люминесценции МДП-структур⁷ и гетероструктур полупроводников⁸.

Авторы признательны И.Н.Уральцеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Батырев А.С., Киселев В.А., Новиков Б.В., Чердниченко А.Е. Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 436.
2. Киселев В.А. ФТТ, 1978, **20**, 1191.
3. Kiselev V.A., Novikov B.V., Cherednichenko A.E., Ubushiev E.A. Phys. Stat. Sol., (b) 1986, **133**, № 2.
4. Грибников З.С., Рашба Э.И. ЖТФ, 1958, **28**, 1948.
5. Рашба Э.И. ФТП, 1974, **8**, 1241.
6. Lagowski J., Balestra C.L., Gatos H.C. Surf. Sci., 1971, **27**, 1191.
7. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. ФТТ, 1985, **27**, 1690.
8. Васильев А.М., Копьев П.С., Кочерешко В.П., Леденцов Н.Н., Мельцер Б.Я., Уральцев И.Н., Устинов В.М., Яковлев Д.Р. ФТП, 1986, **20**, 353.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
11 декабря 1985 г.
После переработки
28 февраля 1986 г.