

ПРОЦЕССЫ ЗАХВАТА И САМОЗАХВАТА ЭКСИТОНОВ В $Pb_{1-x}Cd_xI_2$

*М. С. Бродин, И. В. Блонский, А. А. Добровольский,
А. С. Крочук, Т. Л. Стецишин*

Непрерывный твердый раствор (ТР) замещения $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ отличается возможностью варьирования в нем величины константы экситон-фононной связи Λ путем изменения компонентного состава x . Такая возможность открывается благодаря резкому различию значений Λ исходных компонент: в прямозонном полупроводнике PbI_2 , $\Lambda \leq 1$ (в нем реализуются свободные F экситоны [1]), в широкощелевом диэлектрике CdI_2 , $\Lambda > 1$ (что соответствует пределу сильной экситон-фононной связи), и, как результат этого, стабильными являются состояния автолокализованных S экситонов [2].

В настоящей работе впервые сообщается о результатах исследований спектров вторичного излучения (СВИ) $Pb_{1-x}Cd_xI_2$, проведенных в широкой области изменений x , позволяющих проследить за изменением энергии и подвижности экситонов при изменении Λ , а следовательно, охарактеризовать переход из F - в S -состояния.

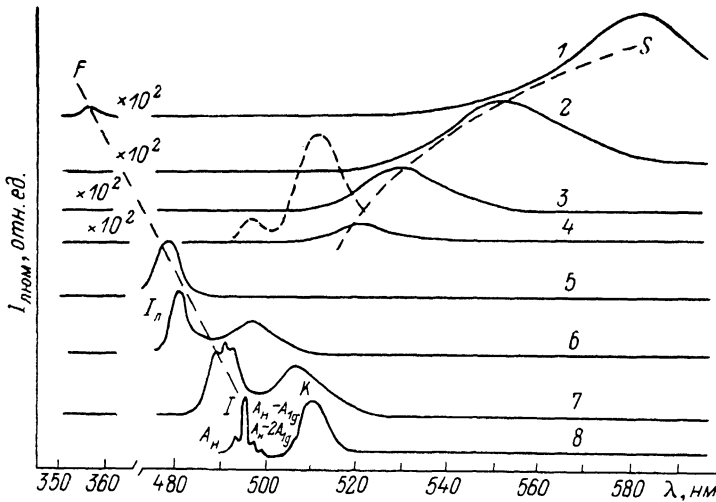
Исследовались спектры образцов, выращенных методом Бриджмена и газотранспортных реакций. Измерения СВИ проводились на установке, описанной в [3].

Вид СВИ $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ при $T=4.5$ К и стационарном зона-зонном возбуждении показан на рисунке. Природа полос излучения однозначно установлена только для граничных значений x , т. е. для PbI_2 и CdI_2 : A_n — излучение поляритонов нижней ветви (ПНВ); I — излучение экситонно-примесного комплекса; $A_n - A_{1g}$, $A_n - 2A_{1g}$ — излучение ПНВ с одновременной эмиссией одного и двух LO -фононов соответственно; K — «краевое излучение» дефектного происхождения; S — излучение автолокализованных экситонов, проявляющихся в CdI_2 [2]. Штриховой линией изображен фрагмент спектра излучения, свойственный фазе $4H$ -политипа PbI_2 , проявляющийся в спектрах образцов тех партий, в процессе выращивания которых не выдерживались требования, обеспечивающие наиболее полную растворимость исходных компонент ТР.

Приступая к анализу экспериментальных результатов, отметим, что ранее исследования экситонных спектров отражения и фотолюминесценции $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ были проведены только при $T=77$ К в основном с целью установления характера концентрационного изменения ширины запрещенной зоны [4]. Было показано, что с увеличением в $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ кадмиевой компоненты ширина запрещенной зоны возрастает по нелинейному закону.

Ниже обратим внимание на те особенности СВИ, которые ранее не были отмечены и которые проявляются при температурах, более низких, чем в [4]. Так, из рисунка видно, что в области наиболее малых значений x ($0 < x < 0.05$) изменение вида СВИ в основном связано с перераспределением интенсивностей полос A_n и $A_n - A_{1g}$ в пользу полосы $A_n - A_{1g}$. Изменения структуры спектра наблюдаются начиная с $x=0.1$ [5]. Начиная с этой концентрации кадмиевой компоненты в области F -экситонов проявляется только одна полоса I_x , интенсивность и ширина которой возрастают при увеличении x в пределах $0.1 < x < 0.2$. Одновременно с этим резко уменьшается интенсивность полосы K . Такое соотношение между интенсивностями полос I_x и K с увеличением x для ТР — явление, хорошо известное и объясняющееся осуществлением в таких средах процессов локализации экситонов ямами потенциального рельефа, возникающего из-за всегда присутствующего в ТР частичного беспорядка замещения атомов одного сорта атомами другого [6]. При этом интенсив-

ность полосы I_x отражает заселенность экситонов, локализованных ямами потенциального рельефа, а интенсивность полосы K , которая проявляется вследствие переноса F -экситонами энергии возбуждения к примесным центрам, — заселенность свободных экситонов. Следовательно, исчезновение при $x > 0.2$ из СВИ полосы K при одновременном наблюдении интенсивной полосы I_x следует рассматривать как признак полной локализации экситонов крупномасштабными флуктуациями состава, органически присущими ТР. С дальнейшим повышением доли кадмиевой компоненты в ТР $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ интенсивность I_x полосы непрерывно уменьшается и доминирующей в спектре становится новая широкая полоса гауссовой формы S , которая появляется в спектре примерно при $x=0.4$. При дальнейшем увеличении x интенсивность S -полосы, ее ширина, стоксов сдвиг максимума относительно F -экситонов непрерывно увеличиваются. Причем сдвиг S -полосы в длинноволновую сторону спектра происходит с та-



СВИ $Pb_{1-x}Cd_xI_2$, зарегистрированные при $T=4.5$ К и стационарном зона-зонном возбуждении. $x=1$ (1), 0.9 (2), 0.7 (3), 0.5 (4), 0.2 (5), 0.1 (6), 0.03 (7), 0 (8).

ким концентрационным коэффициентом, что при $x \approx 1$ спектральное положение этой полосы в $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ стремится к свойственному S -полосе в CdI_2 [2]. Учитывая, что ранее по ряду признаков природа S -полосы в CdI_2 была отождествлена с излучением автолокализованных экситонов, такую же трактовку S -полосы естественно принять и для $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ с $x < 1$. Это позволяет сделать вывод, что автолокализация экситонов и является тем процессом, конкурирующим с захватом экситонов ямами потенциального рельефа, который ограничивает пространственную миграцию экситонов $Pb_{1-x}Cd_xI_2$. Причем, судя по перераспределению интенсивностей между полосами I_x и S с увеличением x в пользу полосы S , с увеличением в $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ кадмиевой компоненты процессы автолокализации экситонов преобладают над процессами локализации, что согласуется с выводами теории [7].

И в заключение о еще одном важном выводе. Наблюдаемое экспериментально непрерывное увеличение интенсивности, ширины, величины стоксова сдвига S -полосы с увеличением x можно объяснить тем, что переход из F - в S -состояния экситонов в исследуемых ТР осуществляется не скачком (при $\Lambda = \Lambda_{кр}$), а непрерывно в широкой области изменений Λ .

Дальнейшее изучение затронутых в работе вопросов представляет значительный интерес.

Авторы благодарят В. С. Блашкива, В. Н. Немецкого за предоставленные образцы и обсуждение некоторых затронутых в работе вопросов.

- [1] Бродин М. С., Блонский И. В. Экситонные процессы в слоистых кристаллах. Киев, 1986. 253 с.
 [2] Nakagawa H., Yamada T., Tatsumoto H. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56. N 3. P. 1185—1195.
 [3] Бродин М. С., Блонский И. В., Добровольский А. А., Каратаев В. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3153—3155.
 [4] Горчев В. Ф. // Автореф. канд. дис. Киев, 1980.
 [5] Segall B. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 2. P. 769—776.
 [6] Пермогоров С. В., Резницкий А. Н., Вербин С. Ю. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. Т. 49. № 10. С. 2019—2025.
 [7] Кусмарцев Ф. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 892—894.

Институт физики АН УССР
 Киев

Поступило в Редакцию
 26 декабря 1988 г.
 В окончательной редакции
 19 мая 1989 г.

УДК 538.915

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В ИЗОТОПИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

В. Ю. Федотов

Рассмотрим сверхрешетку, составленную из чередующихся слоев двух изотопов одного и того же полупроводникового материала (далее ИСР — изотопическая сверхрешетка). Различие кристаллического потенциала в слоях обусловлено в этом случае исключительно различной силой электрон-фононного взаимодействия в изотопах. Очевидно, что при нулевой температуре параметры кристаллических решеток слоев совпадают с точностью до ангармонизма нулевых колебаний. Почти одинакова в слоях форма кристаллического потенциала, немного меняется лишь его амплитуда. Таким образом, гамильтониан, описывающий движение электрона вдоль оси ИСР при нулевой температуре, выглядит следующим образом:

$$H = T + V(x) [1 - v(x)]. \quad (1)$$

Здесь ось Ox направлена вдоль оси ИСР, T — оператор кинетической энергии электрона; $V(x)$ — быстроосциллирующий кристаллический потенциал изотопов; $v(x)$ — мультипликативная добавка к потенциалу $V(x)$, имеющая по сравнению с ним большой период и $|v(x)| \ll 1$.

Рассмотрим электрон вблизи минимума зоны проводимости, расположенного в точке k_0 импульсного пространства, полагая эту точку невырожденной. Будем отсчитывать квазиимпульс от k_0 , а энергию — от дна зоны. Уравнение движения электрона запишем, используя метод $k\rho$ -разложения. Для гамильтониана (1) эта процедура последовательно проделана в [1, 2]. Для рассматриваемого случая в третьем порядке по k и в атомной системе единиц получим

$$-\frac{1}{4} \left\{ \partial_x^2, \frac{1}{m^*(x)} \right\} \varphi(x) - v^*(x) \psi(x) = E\psi(x). \quad (2)$$

Здесь $\{, \}$ — антикоммутатор; $m^*(x)$ — эффективная масса носителей в слоях ИСР; $v_0^*(x)$ определяет сдвиг зоны за счет электрон-фононного взаимодействия.