

НАБЛЮДЕНИЕ ЭКСИТОНОВ В ТОНКИХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ CdS

*В.А.Зуев, Д.В.Корбутяк, М.В.Курик,
В.Г.Литовченко, А.Х.Рожко, П.А.Скубенко*

Обнаружены аномалии в дисперсии и появление новой полосы спектра отражения от бомбардированной Ag^{40} поверхности монокристаллов CdS. Одновременно наблюдается резкое увеличение интенсивности излучения полосы связанных на V_s экситонов (I_2) и электронно-дырочного конденсата в поверхностном слое (полоса P_s).

Интерес к изучению свойств экситонов в приповерхностной области кристаллов $A^{II} B^{VI}$ возник в связи с аномалиями экситонных спектров отражения, наблюдаемых в ряде работ (см., например, [1 - 4]). Объяснение результатов во всех случаях сводится к эффектам пространственной дисперсии [5] и существованию так называемой "безэкситонной" области кристалла вблизи его поверхности.

До сих пор, однако, во всех этих исследованиях имели дело либо с толстыми переходными слоями (сотни ангстрем), либо с неконтролируемыми воздействиями на поверхность кристалла.

В настоящей работе впервые изучены свойства экситонов в тонкой ($\sim 50 \text{ \AA}$) приповерхностной области кристаллов CdS , сформированной как с помощью скола, так и низкоэнергетической ионной бомбардировки.

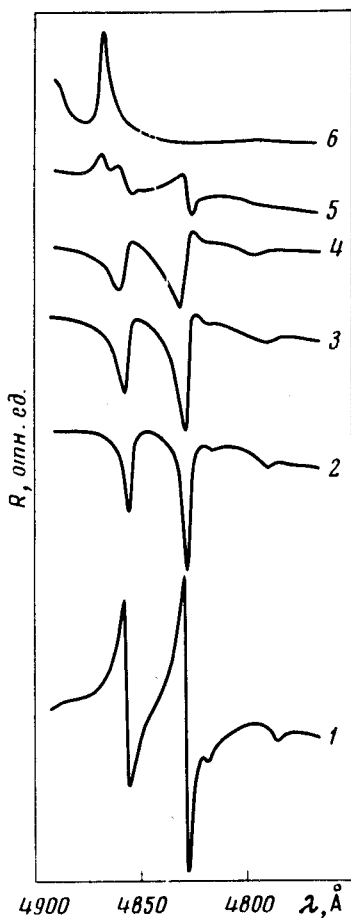


Рис. 1. Спектры отражения поверхности CdS , сколотой на воздухе (1) и подвергнутой затем ионно-аргонной бомбардировке (2 - 6) при дозах $D_1 = 2 \cdot 10^{13}$ ион/см², $D_2 = 5 \cdot 10^{13}$ ион/см², $D_3 = 10^{14}$ ион/см², $D_4 = 5 \cdot 10^{14}$ ион/см², $D_5 = 5 \cdot 10^{15}$ ион/см² соответственно

Исследованы экситонные спектры отражения, рис. 1, и фотолюминесценции (ФЛ), рис. 2, при обычном (лампа ДРШ-500) и лазерном (азотный ОКГ типа ЛГИ-21) возбуждении монокристаллов CdS при $T = 4,2 \text{ К}$. Использовались чистые $(\bar{1}010)$ -сколы монокристаллов, полученных в жидком гелии, а также на воздухе. Бомбардировка поверхности кристаллов велась ионами Ar^{40} (энергия ионов $\leq 1 \text{ кэВ}$, а доза D изменялась от $2 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{15}$ ион/см²). При этом, в соответствии с теорией Линхарда [6], глубина проникновения ионов не превышала 50 \AA , что подтверждалось прямыми опытами по травлению поверхности CdS . Отметим, что размах дисперсии отражения в случае сколов, полученных в жидком гелии, был заметно больше, чем для сколов, полученных на воздухе.

Из рис. 1 видно, что бомбардировка уже при $D = 2 \cdot 10^{13}$ ион/см² ведет к существенному уменьшению амплитуды пиков и изменению формы кривых отражения, а также к смещению их минимумов в коротковолновую область. Увеличение D до $5 \cdot 10^{13} - 10^{14}$ ион/см² ведет к уширению структуры спектра (рис. 1, кривые 3,4), уменьшению ее амплитуды, дальнейшему смещению минимумов в коротковолновую область и постепенному "перевороту" спектра. Начиная с $D = 5 \cdot 10^{14}$ ион/см² происходит, во-первых, возвращение формы спектра к начальному виду (рис. 1, кривая 5), а, во-вторых, появляется новый пик отражения на длине волны $\lambda = 487,1$ нм (со степенью поляризации $\approx 40\%$), который при дальнейшем увеличении D становится доминирующим в спектре (рис. 1, кривая 6).

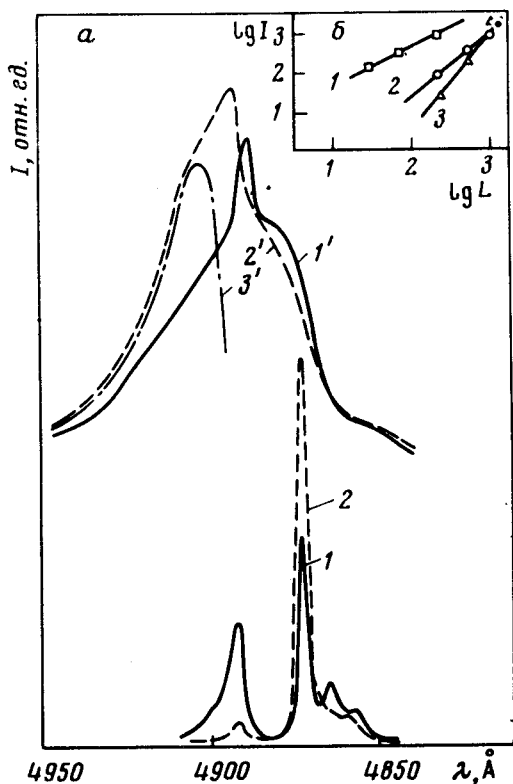


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции кристаллов CdS: 1, 2 — до и после бомбардировки при возбуждении ртутной лампой, 1', 2' — то же после возбуждения сфокусированным лучом ОКГ, 3' — выделенная P -полоса после бомбардировки

При бомбардировке происходит также ослабление интенсивности полос I_1 ($\lambda = 488,8$ нм), I_3 ($\lambda = 486,5$ нм) и резко увеличивается интенсивность линии I_2 ($\lambda = 486,9$ нм), обусловленной излучением экситонов, связанных на вакансиях серы V_s (рис. 2, кривые 1,2). При лазерном возбуждении ФЛ облученной поверхности CdS несколько возрастает интенсивность M -полосы (I_M) и более сильно увеличивается интенсивность P -полосы (I_P) по сравнению с необлученной поверхностью. При этом оказалось, что I зависит от интенсивности возбуждения по закону $I_{Ps} \sim L^{2,5}$, $I_{Ms} \sim L^2$, $I_{2s} \sim L^1$ (здесь индекс "s" относится к бомбардированной поверхности).

Обсудим полученные результаты. Отсутствие дополнительной тонкой структуры (спайка) в спектрах отражения, наблюдавшийся в [2], свидетельствует о существенном увеличении затухания ($\Gamma > 10^{-5} \text{ эв}$), либо о сильном росте толщины безэкситонного слоя в результате ионной бомбардировки. Действительно, "переворот" спектра отражения при больших дозах облучения, в соответствии с [1, 2], можно объяснить расширением "безэкситонного" слоя до величины $\sim 200 \text{ \AA}$, т.е. на глубину, значительно превосходящую область проникновения ионов Ar^{40} . Возникновение безэкситонного слоя подобной толщины для свободных экситонов является по нашему мнению, следствием их усиленного связывания на приповерхностных дефектах ("вытягивание" на поверхность). Последнему соответствует увеличение интенсивности I_2 после облучения, рис. 2. Согласно [7], сила осциллятора f_i для связанного экситона может превышать на несколько порядков силу осциллятора для свободного экситона f_{ex} :

$$f_i = 8 \left(\frac{\mu}{m} \frac{E_{ex}}{E_i} \right)^{3/2} \frac{\pi a_{ex}}{V} f_{ex},$$

где E_{ex} , E_i — энергия связи свободного и связанного экситона, m , μ , a_{ex} — масса экситона, приведенная масса и борковский радиус экситона, соответственно, V — объем элементарной ячейки.

Исходя из данных рис. 2, величины E_{ex} и E_i практически не изменились после бомбардировки, а величина μ в приповерхностном слое обычно несколько превышает объемное значение [8] и в целом f_i у поверхности больше, чем в объеме.

Следует отметить, что локализация экситонов вблизи поверхности может облегчаться в силу действия другого механизма — металлизации поверхности. Действительно, бомбардировка CdS ионами Ar^{40} ведет к обогащению приповерхностного слоя атомами Cd , которые при максимальной D , как показали микроскопические исследования, образуют островковую структуру в приповерхностном слое. Образование подобной слоистой структуры (металл — полупроводник), в результате действия сил изображения [9] ведет к притягиванию экситонов к границе раздела структуры и образованию особой ветви локализованных поверхностных экситонов, проявляющихся в виде новой полосы в спектрах отражения. В отличие от [3], данная полоса появляется в длинноволновой области по отношению к свободным объемным экситонам, т.е. ее появление не связано с изменением частоты объемных экситонов вблизи поверхности.

Характерно также, что локализация экситонов у поверхности приводит к резкому увеличению интенсивности весьма широкой R -полосы, рис. 2. Как и в случае GaAs [10], это обстоятельство указывает на возможность образования поверхностного электронно-дырочного конденсата в CdS при заметно меньших интенсивностях света (за счет эффектов слоистости [11]) по сравнению с объемом кристалла [12]. Оценки дают

следующие характеристики линии поверхностного конденсата: энергетическое положение $E \approx 2,528 \text{ эв}$, полуширина $H \approx 10 \text{ мэв}$.

В заключение, авторы выражают благодарность С.И.Пекару, М.С.Бродину и М.П.Лисице за полезное обсуждение результатов.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 июля 1977 г.

Литература

- [1] D.G.Thomas, J.J.Hopfield. Phys. Rev., **128**, 2135, 1962.
 - [2] Г.В.Бенеманская, Б.В.Новиков, А.Е.Чердниченко. Письма в ЖЭТФ, **21**, 650, 1975.
 - [3] Н.А.Давыдова, Э.Н.Мясников, М.И.Страшникова. ФТТ, **16**, 1173, 1974.
 - [4] М.С.Бродин, А.В.Крицкий, Э.Н.Мясников, М.И.Страшникова, Л.А.Шляхова. УФЖ, **18**, 824, 1973.
 - [5] С.И.Пекар. ЖЭТФ, **33**, 1022, 1957.
 - [6] M.Linhard, M.Scharff. Phys. Rev., **124**, 121, 1964.
 - [7] Э.И.Рашба, Г.Э.Гургенишвили. ФТТ, **4**, 1029, 1962.
 - [8] G.Dorda. Appl. Phys. Lett., **17**, 406, 1970.
 - [9] В.М.Агранозич, Ю.Е.Лозовик, А.Г.Мальшуков. УФН, **117**, 570, 1975.
 - [10] В.А.Зуев, Д.В.Корбугяк, В.Г.Литовченко, Л.Ф.Гудыменко, Е.М.Гуле. ЖЭТФ, **69**, 1289, 1975.
 - [11] Е.А.Андрюшин, В.С.Бабиченко, Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко, А.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, **24**, 70, 1976.
 - [12] В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев. ЖЭТФ, **68**, 335, 1975.
-