

СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД СФАЛЕРИТ–ВЮРЦИТ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СОСТАВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Zn_x Cd_{1-x} Se$

© Ю.А.Власов, С.А.Пермогоров, А.Г.Арешкин*, Д.Л.Федоров*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Балтийский государственный технический университет им.Д.Ф.Устинова
Санкт-Петербург, Россия

(Получена 28 апреля 1995 г. Принята к печати 11 мая 1995 г.)

По спектрам экситонного отражения, полученным в поляризованном свете при $T = 2$ К, исследован структурный переход, происходящий в кристаллах полупроводниковых твердых растворов $Zn_x Cd_{1-x} Se$ при изменении состава. При $x < 0.5$ кристаллы имеют гексагональную структуру вюрцита, а при $x > 0.7$ — кубическую структуру цинковой обманки. В области $0.5 < x < 0.7$ за счет образования дефектов упаковки происходит плавный переход между этими структурами, сопровождаемый плавным уменьшением величины расщепления валентных подзон в кристаллическом поле. Предложена модель, описывающая концентрационное смещение положения экситонных переходов двух верхних валентных подзон, $n = 1A$ и $n = 1B$. Установлено, что в области структурного перехода $0.5 < x < 0.7$ наблюдается дополнительное уширение экситонных линий отражения, которое может быть отнесено к проявлению структурного беспорядка.

Среди твердых растворов полупроводников $A^{II}B^{VI}$ особое место занимают системы, у которых крайние составы принадлежат к различным кристаллографическим модификациям — кубической (сфалерит) и гексагональной (вюрцит). В области промежуточных концентраций замещающей компоненты образуются кристаллы с большим количеством структурных дефектов, в том числе дефектов упаковки. Плоские дефекты упаковки обеспечивают плавный по концентрации переход структуры твердого раствора от кубической к гексагональной. Такой структурный переход был исследован ранее в $Zn_{1-x}Mg_xS$, где было обнаружено сильное уширение линий экситонного отражения [1] и люминесценции [2] в области перехода, интерпретированное как результат локализации и рассеяния экситонов на флуктуациях концентрации плоских дефектов упаковки вдоль оси роста. Характерной чертой структурного перехода является также появление расщепления валентной зоны при переходе от кубической структуры к гексагональной.

В данной работе методы квантовой спектроскопии исследуется структурный переход в твердом растворе $Zn_xCd_{1-x}Se$, где крайние соединения кристаллизуются в кубической ($ZnSe$) и гексагональной ($CdSe$) решетках. Основное внимание в работе уделяется исследованию двух аспектов структурного перехода. Во-первых, подробно исследована концентрационная зависимость величины расщепления валентной зоны в области перехода. Появление такого расщепления требует также более внимательного рассмотрения концентрационного смещения экситонных уровней в области перехода. Во-вторых, проведено подробное изучение концентрационной зависимости уширений экситонных переходов с целью выделения дополнительного вклада, связанного с появлением структурного беспорядка в области перехода.

1. Методика эксперимента

Монокристаллы $Zn_xCd_{1-x}Se$, исследованные в данной работе, были выращены из газовой фазы методом свободного роста и представляли собой объемные (диаметр до 50 мм и высота до 20 мм), довольно совершенные (плотность дислокаций менее 10^5 см^{-2}) образцы [3].

Спектры экситонного отражения измерялись от поверхностей скола (плоскостей типа (110) структуры сфалерита или (1120) гексагональной структуры) при угле падения, близком к нормальному, при температуре 2 К на спектрометре ДФС-12 с регистрацией по стандартной методике счета фотонов.

Кристаллы твердых растворов всегда обладают некоторым градиентом концентрации, поэтому спектры отражения регистрировались от участка образца диаметром 0.1 ± 1 мм и на щель спектрометра фокусировалось его увеличенное изображение. Состав твердых растворов для структурно-чистых модификаций (кубической и гексагональной) определялся по положению экситонной линии $n = 1A$ на основании полученных ранее данных [4].

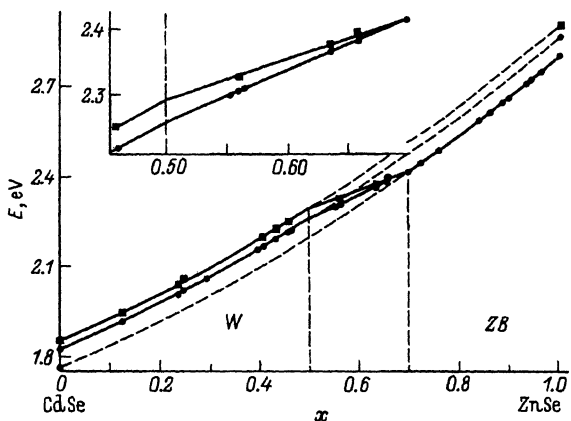
2. Концентрационная зависимость зонной структуры и структурный переход сфалерит-вюрцит в $Zn_xCd_{1-x}Se$

Для обнаружения особенностей экситонных спектров отражения, связанных с композиционной неупорядоченностью твердого раствора и структурным беспорядком, необходимо проследить за эволюцией спектров по мере изменения состава твердого раствора.

Композиционная зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(x)$ кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ исследовалась ранее по спектрам отражения [5] и поглощения [6], однако в этих работах не учитывалось, что ширина запрещенной зоны одного и того же соединения с разной кристаллографической структурой может существенно отличаться (например, для $ZnSe$ гексагональной модификации при $T = 2 \text{ К}$ E_g равна 2.881 эВ, а для кубического $ZnSe$ — 2.820 эВ [7,8]).

В работе [4] было проведено измерение композиционной зависимости $E_g(x)$ на основании данных микрозондового рентгеноспектрального анализа и исследования спектров экситонного отражения с учетом

Рис. 1. Зависимость от содержания цинка положения линий экситонных переходов $n = 1A$ (кружки) и $n = 1B$ (квадраты) в спектрах $Zn_xCd_{1-x}Se$ при $T = 2K$. Сплошные линии построены по формулам (1), (2), (4)-(6). Области W и ZB соответствуют гексагональной и кубической структурам. На вставке — область структурного перехода в увеличенном масштабе.



зависимости E_g от типа кристаллической решетки. Ширина запрещенной зоны оценивалась по спектральному положению резонансной частоты экситона $n = 1A$, равной E_A , с учетом энергии связи экситона. Предполагалось, что энергия связи экситона изменяется линейно от 15.7 мэВ для CdSe до 18 мэВ для ZnSe. При этом были получены следующие эмпирические зависимости спектрального положения экситонного перехода $n = 1A$ от содержания Zn (x) в твердом растворе:

$$E_A [\text{эВ}] = 1.826 + 0.688x + 0.35x^2 \quad (1)$$

для кристаллов со структурой вюрцита и

$$E_A [\text{эВ}] = 1.764 + 0.688x + 0.35x^2 \quad (2)$$

для кристаллов с кубической структурой. Эти зависимости представлены на рис. 1 сплошными линиями.

В качестве первого шага исследования поведения зонной структуры в переходной области мы провели по спектрам экситонного отражения определение граничных концентраций структурного перехода на основе анализа расщепления верхней валентной зоны анизотропным кристаллическим полем. Как известно, для кристаллов $A^{IV}B^{VI}$ с гексагональной структурой в спектрах отражения наблюдаются линии трех экситонных серий: полностью поляризованной $E \perp c$ (здесь E — вектор электрического поля, c — оптическая ось кристалла) серии A — переход $(\Gamma_9 - \Gamma_7)$, серии B с преимущественной поляризацией $E \parallel c$ — переход $(\Gamma_7 - \Gamma_7)_1$ и неполяризованной серии C $(\Gamma_7 - \Gamma_7)_2$. Необходимо отметить, что величина расщепления валентной зоны $E_A - E_B = \Delta AB$ при этом непосредственно связана с величиной анизотропного кристаллического поля [9].

В спектре отражения кубического кристалла на краю поглощения видны только две неполяризованные линии: длинноволновая, соответствующая переходу из вырожденной верхней валентной зоны $(\Gamma_8 - \Gamma_7)$, и коротковолновая линия — переход $(\Gamma_6 - \Gamma_7)$. При перестройке структуры от гексагональной к кубической величина ΔAB должна уменьшаться до нуля. Таким образом, исследование концентрационной зависимости расщепления ΔAB позволяет проследить за структурными изменениями твердого раствора и определить граничные концентрации для области структурного перехода.

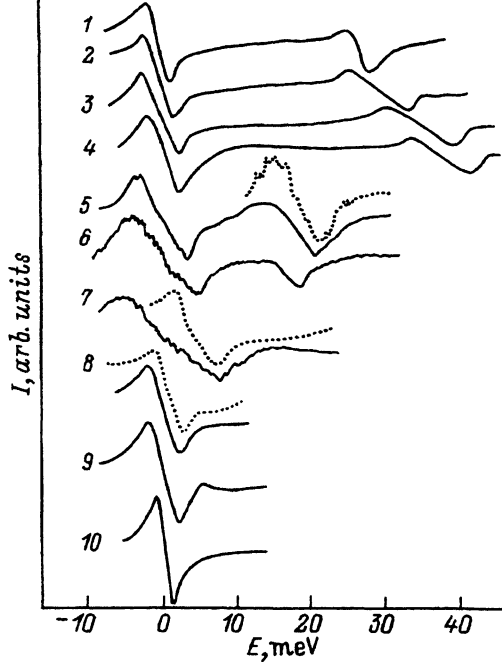


Рис. 2. Спектры экситонного отражения $Zn_xCd_{1-x}Se$ при $T = 2\text{ K}$ в поляризациях $E \perp c$ (сплошные линии) и $E \parallel c$ (пунктир) для образцов разных составов. Содержание Zn составляет: 1 — 0.12, 2 — 0.24, 3 — 0.40, 4 — 0.46, 5 — 0.56, 6 — 0.63, 7 — 0.68, 8 — 0.70, 9 — 0.80, 10 — 0.90. Спектры смещены по вертикали. За нуль отсчета энергии для каждого спектра выбрано положение точки перегиба дисперсионной кривой отражения экситона $n = 1A$.

Спектры экситонного отражения, снятые от одной и той же области образцов в двух поляризациях $E \parallel c$ и $E \perp c$ для ряда составов $Zn_xCd_{1-x}Se$, представлены на рис. 2. Для наглядности спектры совмещены по оси энергий к единому положению резонансной частоты перехода $n = 1A$, которая определялась как середина между положениями минимума и максимума кривой отражения. Для образцов кубической и гексагональной фаз концентрация растворов определялась по формулам (1) и (2) соответственно.

С увеличением концентрации x сначала происходит постепенное увеличение расщепления ΔAB , что отражает монотонное возрастание величины анизотропного кристаллического поля в структуре вюрцита при переходе от $CdSe$ к $ZnSe$. Однако при $x > 0.5$ наблюдается сильное уменьшение расщепления ΔAB . Мы предположили, что эта концентрация соответствует началу структурного перехода вюрцит-сфалерит.

Для составов с расщеплением ΔAB менее 8–10 мэВ, из-за значительного концентрационного уширения, линии экситонных переходов A и B не удастся разрешить даже в поляризованном свете, и наблюдается одна широкая полоса, положение которой, однако, отличается в двух поляризациях (см. спектр на рис. 2).

При дальнейшем увеличении x положение линий отражения в двух поляризациях полностью совпадает (спектр 8 на рис. 2). Естественно считать, что этот спектр соответствует окончанию структурного перехода и стабилизации кубической структуры. Рассчитанная по формуле (2) концентрация твердого раствора для этого спектра дает значение $x \approx 0.7$, что согласуется с выводами работы [10]. Таким образом, в пределах точности наших измерений мы можем считать, что структурный переход вюрцит-сфалерит в $ZnCdSe$ происходит в области $0.5 < x < 0.7$.

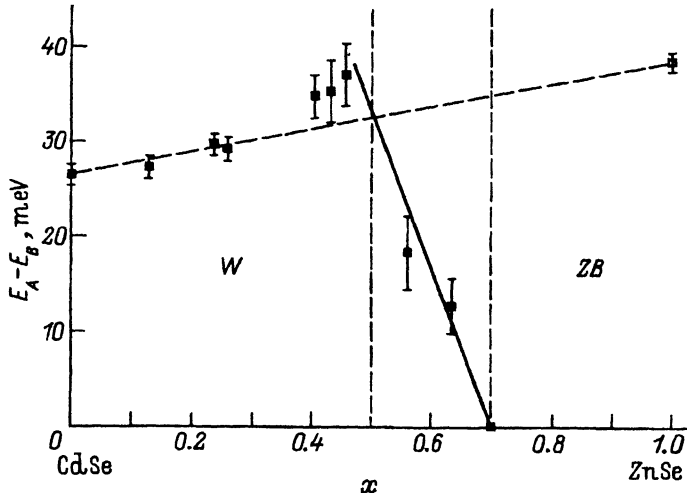


Рис. 3. Зависимость расщепления энергии экситонных переходов $n = 1A$ и $n = 1B$ ($E_A - E_B$) от состава твердого раствора $Zn_xCd_{1-x}Se$. Вертикальными штриховыми линиями выделена область структурного перехода.

Концентрационная зависимость зонной структуры твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ в области составов, где происходит структурный переход сфалерит-вюрцит, ранее не исследовалась. Поэтому для дальнейшего изучения спектров экситонного отражения нам надо было разработать способ определения состава твердых растворов в области структурного перехода, где формулы (1)–(2) не применимы.

Переход может быть представлен как плавная перестройка кубической структуры в гексагональную за счет постепенного увеличения содержания дефектов упаковки. Кристаллы с дефектами упаковки характеризуются параметром α — концентрацией дефектов упаковки, т.е. относительным количеством слоев с гексагональной упаковкой n_h , включенных в кубическую матрицу n_c :

$$\alpha = n_h / (n_h + n_c). \quad (3)$$

Для кубического кристалла $\alpha = 0$, а для гексагонального $\alpha = 1$. Ранее было установлено, что ширина запрещенной зоны в кристаллах ZnS с дефектами упаковки линейно зависит от величины α [11]. Линейная зависимость $E_g(\alpha)$ характерна также для области структурного перехода в другом твердом растворе $A^{II}B^{VI} - Zn_{1-x}Mg_xS$ [12]. При этом в $Zn_{1-x}Mg_xS$ концентрация дефектов упаковки увеличивается линейно с ростом величины x , что приводит к линейной зависимости $E_g(x)$ от состава твердого раствора.

Можно предположить, что в $Zn_xCd_{1-x}Se$ в области составов $0.5 < x < 0.7$ все параметры зонной структуры также линейно зависят как от величины α , так и от концентрации x . Используя граничные значения концентраций структурного перехода, мы получили на основании такого предположения следующую зависимость положения экситонной линии $n = 1A$ от состава твердого раствора $Zn_xCd_{1-x}Se$ в области структурного перехода:

$$E_A [\text{эВ}] = 1.855 + 0.803x. \quad (4)$$

Установленная таким образом зависимость (4) позволяет определить состав твердого раствора в области структурного перехода по спектрам отражения (см. спектры 5 и 6 на рис. 2) и построить зависимость расщепления $\Delta AB(x)$ линий экситонов A и B для всей области составов (рис. 3). Как видно из рис. 3, наблюдаемое уменьшение величины ΔAB в области структурного перехода $0.5 < x < 0.7$ действительно может быть аппроксимировано линейной зависимостью по x . При этом увеличение ΔAB с концентрацией в области $0 < x < 0.5$ соответствует примерно линейному изменению его значения от 26.4 мэВ для CdSe до 38.6 мэВ для ZnSe гексагональной модификации [7].

Данные рис. 2 позволяют построить также неизвестную ранее концентрационную зависимость положения линии $n = 1B$

$$E_B(x) = 1.852 + 0.703x + 0.35x^2 \quad (5)$$

для гексагональной структуры в области концентраций $0 < x < 0.5$ и

$$E_B(x) = 1.980 + 0.631x \quad (6)$$

для области структурного перехода в области $0.5 < x < 0.7$.

3. Уширение линии экситонного отражения

Из рис. 2 видно, что с ростом концентрации происходит заметное увеличение ширины линии отражения экситонных переходов. Ширина линии отражения $n = 1A$, измеренная как расстояние между минимумом и максимумом дисперсионной кривой, в зависимости от состава x , рассчитанного по формулам (1)–(2) и (4), представлена на рис. 4. Из рисунка видно, что ширина линий экситонного отражения закономерно увеличивается при приближении к эквимольному составу, достигая максимума при $x \approx 0.6-0.7$.

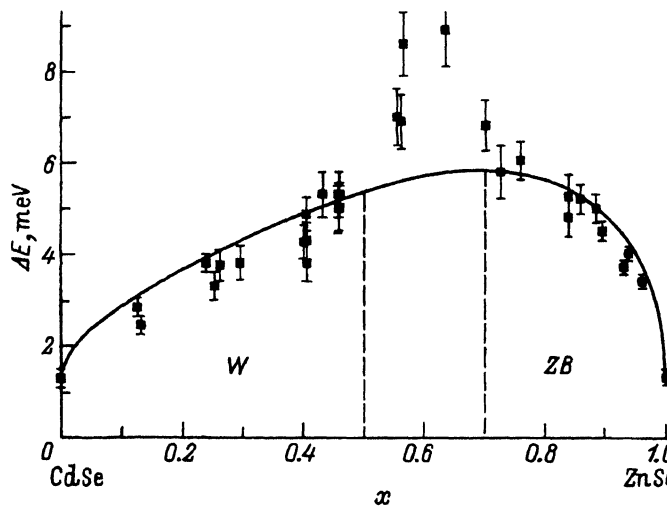


Рис. 4. Концентрационная зависимость ширины линии экситонного перехода $n = 1A$ в $Zn_xCd_{1-x}Se$ при $T = 2$ К. Сплошная линия — результат расчета по формуле (7). Вертикальными пунктирными линиями выделена область структурного перехода.

Основной причиной такого уширения является статистическая непорядоченность локального состава кристаллов твердого раствора, приводящая к появлению хаотического потенциального рельефа, способного вызывать сильное рассеяние или локализацию экситонов [13,14]. Для описания экспериментальных данных можно использовать так называемое приближение «донорного атома» [13,15]. Эта модель описывает уширение линии поглощения за счет рассеяния и локализации экситонов на флуктуациях электронного потенциала в твердом растворе. Она применима, когда эффективная дырочная масса значительно превосходит электронную, в результате основной вклад в хаотический потенциал дает зона проводимости, а расстояние между потенциальными ямами меньше радиуса экситона. В этом случае контур линии поглощения описывается кривой Гаусса с полушириной, измеренной в эВ:

$$E_0 = 0.47 \frac{(\partial E_c / \partial x) / [x(1-x)]^{1/2}}{(Na_b^3)^{1/2}}, \quad (7)$$

где a_b — боровский радиус экситона, составляющий 4.3 и 5 нм в кристаллах ZnSe и CdSe соответственно, N — концентрация узлов в единице объема, изменяющаяся от $1.78 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ для ZnSe до $2.28 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ для CdSe. Скорость изменения положения дна зоны проводимости $\partial E_c / \partial x$ может быть вычислена на основании формул (1)–(2) в предположении, что эта величина составляет 0.75 от экспериментально измеряемой величины dE_g/dx . Такое предположение основано на том, что при образовании идеального гетероперехода CdSe/ZnSe скачок зоны проводимости должен составлять 0.75 от полного разрыва зон ΔE_g [16].

Зависимость (7) представлена сплошной кривой на рис. 4. При построении кривой к теоретическому значению была прибавлена величина 1.3 мэВ, соответствующая ширине экситонных линий в чистых кристаллах ZnSe и CdSe. Как видно из этого рисунка, в пределах экспериментальной погрешности формула (7) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты в области составов $0 < x < 0.5$ и $0.7 < x < 1$. Модель донорного атома, по-видимому, близка к экспериментальной ситуации в $Zn_{1-x}Cd_xSe$ в этой области концентраций.

В области структурного перехода наблюдаемая ширина линии экситонного отражения $n = 1A$ превосходит на 2–3 мэВ ширину линии в структурно-чистых кристаллах ближайших к структурному переходу концентраций. Это дополнительное уширение в области концентраций $0.5 < x < 0.7$ для ZnCdSe наблюдалось ранее в работах [10,17]. В работе [17] было высказано предположение, что это дополнительное уширение может быть объяснено как результат наложения линии экситонов $n = 1A$ и $n = 1B$, поскольку в области концентраций $x \simeq 0.6$ ширины обеих линий сравнимы по величине с их расщеплением ΔAB .

Для выяснения этого обстоятельства мы провели измерения спектров отражения в поляризованном свете (см. рис. 2). Как следует из наших результатов, при расщеплениях ΔAB , больших 10–12 мэВ ($x < 0.65$), вклад более коротковолновой линии экситона $n = 1B$ в спектр, измеренный в поляризации $E \perp c$, оказывается достаточно малым, и ширина линии экситона $n = 1A$, измеренная как расстояние между максимумом и минимумом кривой отражения, близка к реальной. В то же время при меньших расщеплениях ΔAB ($x > 0.65$) в поляри-

зональных спектрах отражения действительного наблюдается одна широкая полоса, положение которой изменяется в разных поляризациях (см. спектр 7 на рис. 2), представляющая собой суперпозицию линий A и B . Поэтому на рис. 4 приведены данные только для тех концентраций из области $0.5 < x < 0.7$, для которых удается надежно разрешить линии $n = 1A$ и $n = 1B$. Из рисунка видно, что в области структурного перехода действительно наблюдается дополнительное уширение. Такое дополнительное уширение не может быть описано зависимостью (7) и связано, по-видимому, с сильным влиянием структурной разупорядоченности твердого раствора на экситонные спектры.

Отметим, что аналогичное уширение экситонных спектров отражения, обусловленное структурной разупорядоченностью, наблюдалось ранее в области структурного перехода для кристаллов ZnS с дефектами упаковки [11] и в твердом растворе $Zn_{1-x}Mg_xS$ [1]. Теоретический подход, развитый в этих работах, основан на модели «одномерного беспорядка», которая предполагает хаотическое изменение локальной концентрации дефектов упаковки вдоль оптической оси кристалла. Считается, что движение экситонов локализовано в плоскости дефектов упаковки, а хаотическое распределение их концентрации приводит к размытию соответствующих экситонных переходов.

Расчеты уширения линий экситонных переходов, выполненные нами в рамках модели одномерного беспорядка для $Zn_xCd_{1-x}Se$, оказываются в качественном согласии с экспериментальными результатами в области структурного перехода и дают значения ширины линии $n = 1A$, равное 10–12 мэВ при $x \simeq 0.6$.

4. Выводы

Полученные нами результаты показывают, что в концентрационной зависимости зонной структуры $Zn_xCd_{1-x}Se$ может быть выделено несколько характерных участков. При составах $x < 0.5$ и $x > 0.7$ образцы имеют, соответственно, структуру вюрцита и структуру сфалерита, т.е. являются структурно-чистыми. При этом в фазе вюрцита наблюдается в соответствии с моделью виртуального кристалла постепенное увеличение расщепления валентных подзон ΔAB при увеличении x , а в фазе сфалерита расщепление валентных подзон A и B отсутствует. С другой стороны, можно выделить относительно узкую область составов $0.5 < x < 0.7$, в которой происходит постепенный переход между структурами, сопровождаемый плавным изменением величины расщепления ΔAB и величины двулучепреломления. Этот переход обеспечивается плавным изменением содержания дефектов упаковки α в кристаллах $Zn_xCd_{1-x}Se$.

Учитывая относительно малую точность спектральных измерений в области структурного перехода, связанную с сильным уширением экситонных линий, мы предположили в области перехода линейное по составу раствора изменение всех параметров зонной структуры между граничными значениями, соответствующими структурно-чистым кристаллам при $x = 0.5$ и 0.7 . Такое предположение позволяет получить непротиворечивое описание всех наших экспериментальных данных.

Концентрационная зависимость ширины экситонных линий в кристаллах $Zn_xCd_{1-x}Se$, как и в других твердых растворах широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$, в основном определяется локальными флук-

туациями состава [14,15]. Как и в случае других твердых растворов полупроводников типа $A^{II}B^{VI}$, образующихся с замещением в катионной подрешетке (см., например, [15]), наблюдаемое композиционное уширение экситонных переходов может быть удовлетворительно описано в модели донорного атома. В то же время в области структурного перехода $0.5 < x < 0.7$ экситонные линии в $Zn_xCd_{1-x}Se$ испытывают дополнительное уширение, обусловленное сильной структурной неупорядоченностью кристаллов твердых растворов в этой области составов.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда, грант R41000.

Список литературы

- [1] А.Ю. Маслов, Л.Г. Суслина, А.Г. Арешкин, В.Г. Мелехин, Д.Л. Федоров. Письма ЖЭТФ, **37**, 372 (1983).
- [2] Ю.А. Власов, В.И. Козловский, А.Ю. Маслов, Я.К. Скасырский, А.С. Насибов, Д.Л. Федоров. КСФ ФИАН им.Лебедева, **27**, № 7 (1990).
- [3] А.М. Ахекян, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин и др. Квант. электрон., **12**, 1113 (1985).
- [4] А.Г. Арешкин, Г.С. Пекаръ, Г.Н. Полисский, Т.Б. Попова, Л.Г. Суслина, Д.Л. Федоров. ФТТ, **28**, 3743 (1986).
- [5] М.С. Бородин, Н.И. Витриховский, Д.Б. Гоер. УФЖ, **15**, 587 (1970).
- [6] В.А. Саритаров, Ю.К. Ежовский, И.П. Калинин. Изв. вузов СССР, **8**, 62 (1976).
- [7] Е.Ф. Гросс, Л.Г. Суслина, П.А. Коньков. ФТТ, **4**, 396 (1962).
- [8] Y.S. Park, D.S. Reynolds. Phys. Rev., **132**, 2450 (1963).
- [9] J.L. Birman. Phys. Rev., **115**, 2450 (1959).
- [10] J.V. Korostelin, L.S. Markov, A.S. Nisibov, P.V. Shapkin, D.L. Fedorov, J.A. Vlasov. Sol. St. Commun., **78**, 521 (1991).
- [11] Л.Г. Сулова, А.Ю. Маслов. ФТТ, **24**, 3394 (1982).
- [12] А.Г. Арешкин, Ю.А. Власов, А.С. Насибов, Я.К. Скасырский, Л.Г. Суслина, Д.Л. Федоров. Тр. ФИАН им.Лебедева, **202**, 122 (1991).
- [13] Н.Н. Аблязов, М.Э. Райх, А.Л. Эфрос. ФТТ, **25**, 353 (1983).
- [14] A.L. Efros, M.E. Raikh. In: *Optical properties of mixed crystals: Ser. Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed by R.J. Elliot, I.P. Ipatova (Elsevier, 1988) v. 23, p. 133.
- [15] N.N. Ablyasov, A.G. Areshkin, V.G. Melekhin, L.G. Suslina, D.L. Fedorov. Phys. St. Sol. (b), **135**, 217 (1986).
- [16] W.B. Harrison. J. Vac. Sci. Techn., **14**, 1016 (1977).
- [17] Д.Л. Федоров, С.А. Пермогоров, А.С. Насибов, П.В. Шапкин, Ю.В. Коростелин. ФТТ, **35**, 2142 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Structural transition zinc-blend-wurtzite at composition chance in $Zn_xCd_{1-x}Se$ solid solutions

Yu.A. Vlasov, S.A. Permogorov, A.G. Areshkin, and D.L. Fedorov**

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, 194021 St. Petersburg

*Baltic State Technical University, 198005 St. Petersburg

Exciton reflection spectra obtained in the polarized light at $T = 2$ K were used to study the structural transition at the composition change in crystals of semiconductor solid solutions $Zn_xCd_{1-x}Se$. At $x < 0.5$ the samples have hexagonal wurtzite structure (W) whereas at $x > 0.7$ the crystals of $Zn_xCd_{1-x}Se$ are cubic (ZB). In the composition range $0.5 < x < 0.7$ a smooth transition between W and ZB takes place due to formation of stacking faults accompanied with a smooth decrease of the splitting of the two uppermost valence bands in the crystal field. The expressions for the composition dependence on the energy of $n = 1A$ and $n = 1B$ exciton transitions are constructed. It is found that in the transition range $0.5 < x < 0.7$ the exciton lines have an additional broadening which can be attributed to the structural disorder.
