

# Распределенные брэгговские зеркала на основе ZnMgSe/ZnCdSe, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках ZnSe

© В.И. Козловский<sup>¶</sup>, П.А. Трубенко\*, Ю.В. Коростелин, В.В. Роддатис<sup>†</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

\* Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики Российской академии наук,  
117756 Москва, Россия

<sup>†</sup> Институт кристаллографии Российской академии наук,  
117333 Москва, Россия

(Получена 3 апреля 2000 г. Принята к печати 6 апреля 2000 г.)

На подложке ZnSe методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращены распределенные брэгговские зеркала из 10.5 и 20 пар чередующихся четвертьволновых слоев ZnMgSe и ZnCdSe с максимумом отражения соответственно на длинах волн 530 и 560 нм, находящимся в области прозрачности подложки. Полученные структуры исследованы методами низкотемпературной катодолуминесценции, атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии. Максимум коэффициента отражения составил 78% для 20- и 66% для 10.5-парного зеркала. Полученный результат объясняется на основании модели, учитывающей шероховатость межслоевых границ.

## 1. Введение

Распределенные брэгговские зеркала (РБЗ) являются ключевым элементом поверхностно-излучающих полупроводниковых лазеров и светодиодов с "вертикальным" микрорезонатором [1]. В инжекционных лазерах в качестве усиливающей среды обычно используется малое число квантовых ям. Общая эффективная длина усиления за один проход в таком резонаторе составляет сотые доли микрона. В этом случае даже при материальном коэффициенте усиления в  $10^4 \text{ см}^{-1}$  потери в зеркалах резонатора на пропускание и рассеяние излучения не должны превышать величины порядка 1%. Такие параметры достигаются на РБЗ, выполненных из окислов типа  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , отличающихся большим ( $\sim 1.0$ ) различием показателей преломления чередующихся слоев. Однако при инжекционной накачке хотя бы одно зеркало должно быть проводящим. Кроме того, использование диэлектрических зеркал требует удаления подложки, на которой выращивается структура, что приводит к значительному усложнению технологии изготовления.

Для лазеров из соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , излучающих в инфракрасной области спектра, эта проблема в значительной мере решена благодаря прозрачности в этой области широко используемых подложек CaAs, InP, GaP и уникальным свойствам пары GaAs и AlAs. При высоком различии в показателях преломления ( $\Delta n \approx 0.7$ ) эта пара имеет малое рассогласование по периоду кристаллической решетки  $\Delta a \approx 0.0016$ . Это позволяет использовать достаточно большое число пар без существенного ухудшения морфологии межслоевых границ и поверхности. Высокое качество поверхности важно не только для уменьшения потерь в резонаторе на рас-

сеяние излучения, но и для дальнейшего выращивания эффективной активной среды на РБЗ.

Значительно меньший прогресс достигнут в этой области для соединений  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ . В работе [2] сообщается о создании методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений РБЗ на подложке GaAs с коэффициентом отражения  $R = 0.945$  ( $\lambda = 465 \text{ нм}$ ) при использовании 10 пар ZnSe/ZnS, а в работе [3] — зеркал с  $R = 0.93$  ( $\lambda = 510 \text{ нм}$ ) при использовании всего 5 пар слоев ZnSe и ZnMgS. Однако из-за большого рассогласования параметров решетки данных слоев структурное качество РБЗ невысокое, что делает практически невозможным создание монолитной с зеркалом активной квантово-размерной структуры. На основе согласованных пар ZnMgSe/ZnCdSe в работе [4] методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs получено РБЗ с  $R = 0.98$  на  $\lambda = 616 \text{ нм}$ . Такой же высокий коэффициент отражения достигнут на  $\lambda = 595 \text{ нм}$  при использовании согласованных с подложкой InP 30 пар чередующихся слоев  $\text{Mg}_{0.1}(\text{Zn}_{0.48}\text{Cd}_{0.52})_{0.9}\text{Se}$  и  $\text{Mg}_{0.6}(\text{Zn}_{0.48}\text{Cd}_{0.52})_{0.4}\text{Se}$  [5]. Немаловажным препятствием для достижения высокого отражения являются также ростовые проблемы. Так, в работе [4] на системе ZnMgSe/ZnSeTe, отличающейся относительно высоким различием в показателях преломления ( $\Delta n \approx 0.35$ ), удалось получить значения коэффициента отражения лишь  $R = 0.85$  ( $\lambda = 750 \text{ нм}$ ). При использовании наиболее широко применяемой в инжекционных лазерах пары ZnSSe/ZnMgSSe, согласованной с подложкой GaAs, также не удается достигнуть высокого отражения. Для повышения величины  $\Delta n$  необходимо увеличивать концентрации серы и магния в слоях ZnMgSSe, что приводит к ухудшению кристаллической структуры твердого раствора. Наилучший результат соответствует  $R = 0.9$  при  $\lambda = 500 \text{ нм}$  [6].

<sup>¶</sup> Факс: 7(095) 3340452  
E-mail: vikoz@x4u.lebedev.ru

Однако все результаты по РБЗ из соединений  $A^{II}B^{VI}$  получены к настоящему времени на непрозрачных подложках GaAs или InP, и поэтому не могут быть использованы в качестве выходного зеркала резонатора без применения сложной технологии удаления подложки. В данной работе впервые получены РБЗ из слоев ZnMgSe и ZnCdSe на подложке ZnSe в области ее прозрачности. В дальнейшем предполагается использовать такое зеркало для создания монолитного активного элемента лазерных электронно-лучевых трубок с низким порогом генерации при комнатной температуре [7]. Для таких приложений требуются умеренно высокие коэффициенты отражения ( $R \approx 0.9$ ).

## 2. Эксперимент

Пластины для подложек ориентации (100) были вырезаны из монокристалла ZnSe, выращенного из паровой фазы методом свободного роста химическим транспортом в водороде [8]. Монокристалл ZnSe характеризовался плотностью ямок травления не выше  $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ , выявленных на плоскости (100) с помощью раствора Br в метаноле. После механической шлифовки и полировки пластины травилась в полирующем растворе  $\text{CrO}_3$  в HCl для удаления нарушенного слоя. Непосредственно перед загрузкой в ростовую камеру подложки выдерживались в слабом растворе HCl для удаления окисного слоя [9]. Тонкий слой Se, образующийся в результате последней обработки, удалялся в ростовой камере нагревом подложки до температуры  $350^\circ\text{C}$ .

Эпитаксиальные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Температура роста составляла  $300^\circ\text{C}$ . В процессе роста подложка вращалась с постоянной скоростью для обеспечения большей однородности параметров эпитаксиальных структур. Скорость роста слоев различного состава определялась на калибровочных образцах с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Типичная скорость роста для пленок ZnSe составляла  $0.25 \text{ мкм/ч}$ .

Было выращено несколько многослойных структур. Здесь представлены результаты измерений двух из них. В структурах сначала был выращен буферный слой ZnSe толщиной  $380 \text{ нм}$ , а затем набор чередующихся четвертьволновых слоев ZnCdSe и ZnMgSe, заканчивающийся слоем ZnCdSe. Структура 134 первым слоем после буфера имела слой ZnMgSe. Общее количество слоев равно 40 (20 пар). У второй структуры 142 первым слоем был ZnCdSe, всего слоев — 21 (10.5 пар). Четвертьволновые слои рассчитывались на длину волны  $520 \text{ нм}$ , основываясь на данных по показателям преломления, представленным в работе [10].

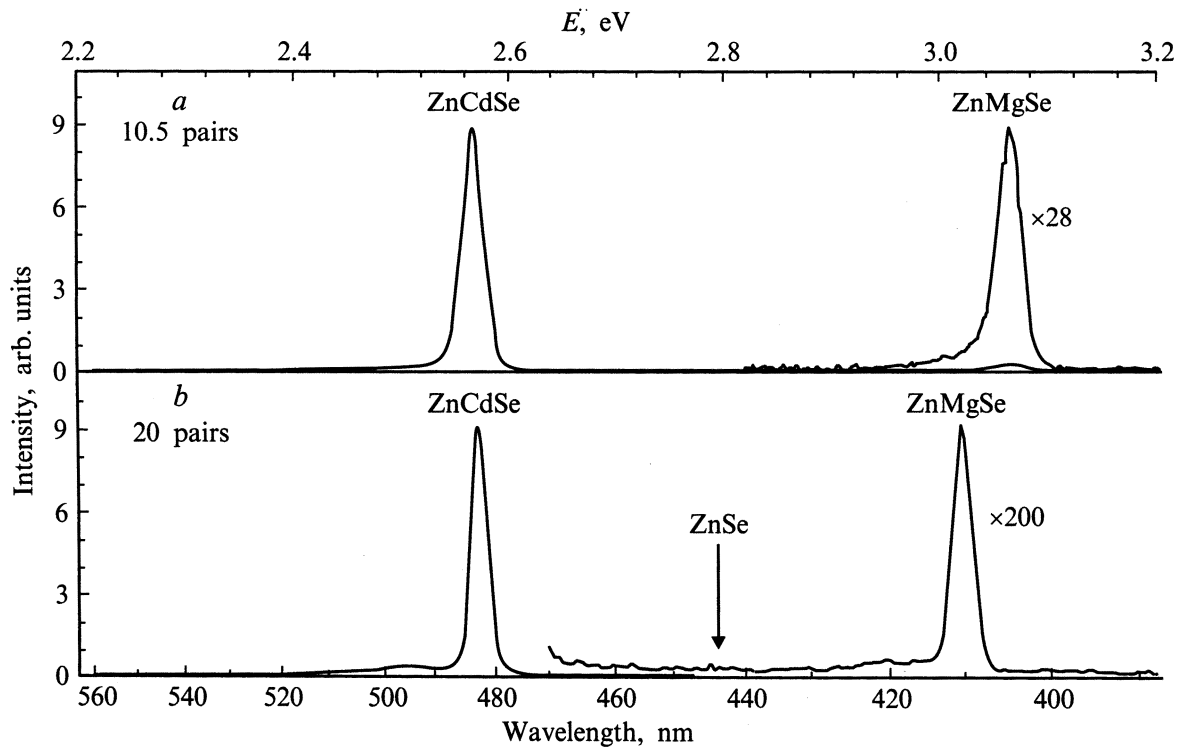
Катодолуминесценция структур исследовалась при  $T = 14 \text{ К}$ , энергии электронов  $E_e = 10 \text{ кэВ}$  и плотности тока  $j_e = 1 \text{ мА/см}^2$ . Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) образцов проводилась на микроскопе Philips EM-430ST при ускоряющем напряжении

$E_e = 200 \text{ кэВ}$ . Образцы для ПЭМ утончались традиционным методом — механической полировкой с последующим ионным травлением в пучке аргона. Спектры оптического пропускания и отражения измерялись на спектрофотометре UV/VIS/NIR Spectrometer Lambda 900 (Perkin Elmer). Спектр отражения образцов измерялся со стороны многослойной структуры. Абсолютные значения коэффициента отражения определялись по коэффициенту отражения от свеженанесенного слоя Al, имеющего  $R = 0.89$  в зеленой области спектра.

## 3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры катодолуминесценции двух структур с РБЗ. Линии излучения в структурах достаточно узкие (полуширина на полувысоте менее  $25 \text{ мэВ}$ ), что позволяет с хорошей точностью определить состав слоев. Используя данные по зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора для  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$  из [11] и для  $\text{Zn}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Se}$  из [12], мы получили  $x = 0.14$  для обеих структур и  $y = 0.2$  и  $0.24$  для образцов 134 и 142 соответственно. Далее, основываясь на зависимости периода решетки твердого раствора от  $x$  для  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ , представленной в работе [13], и для  $\text{Zn}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Se}$  — в [12], было найдено, что рассогласование кристаллических решеток чередующихся слоев в образце 134 составляет меньше  $0.04\%$ , а в образце 142 — примерно  $0.24\%$ . Критическая толщина когерентного роста при таких рассогласованиях ( $h_c \approx 130 \text{ нм}$  для  $\Delta a/a = 0.24\%$  [14]) превышает толщины слоев в исследуемых образцах, что при росте на согласованной подложке позволяет получить РБЗ с малой концентрацией структурных дефектов. Однако в исследуемых структурах рассогласование слоев относительно подложки ZnSe было значительным и составляло примерно  $1\%$  ( $h_c \approx 20 \text{ нм}$ ) в образце 134 и еще больше для слоя ZnMgSe в образце 142. Поскольку критическая толщина когерентного роста в этом случае меньше толщины одного слоя РБЗ, обе структуры должны иметь дефекты типа дислокаций несоответствия.

На рис. 2 сплошными линиями представлены спектры оптического пропускания и отражения исследуемых структур при комнатной температуре. Как видно из кривых, максимумы брэгговского отражения  $R = 78\%$  на длине волны  $560 \text{ нм}$  для образца 134 и  $R = 66\%$  на длине волны  $\lambda = 530 \text{ нм}$  для образца 142 находятся в области прозрачности подложки ZnSe. Коротковолновый край спектров пропускания структур определяется поглощением в слоях ZnCdSe, имеющих меньшую ширину запрещенной зоны. Используя данные для дисперсии показателя преломления  $n(\lambda)$  слоев ZnCdSe и ZnMgSe, полученные в работе [10], были сделаны оценки изменения  $\Delta n$  чередующихся слоев в максимуме брэгговского отражения:  $\Delta n = 0.16$  и  $0.21$  для образцов 134 и 142 соответственно. В идеальной структуре с точно согласованными толщинами чередующихся слоев, без учета



**Рис. 1.** Спектры катодолуминесценции структур с 10.5 (a) и 20 (b) парами чередующихся слоев ZnCdSe и ZnMgSe при  $T = 14$  К,  $j_e = 1$  мА/см<sup>2</sup> и  $E_e = 10$  кэВ.

потерь на поглощение и рассеяние, такие изменения  $\Delta n$  должны были обеспечить коэффициент отражения  $R = 87\%$  для 20 пар слоев (см. далее рис. 5) и  $R = 75\%$  для 10.5 пар слоев РБЗ. Отличие этих значений от экспериментальных не может быть объяснено неточностью определения  $\Delta n$  и связано со структурным качеством исследуемых структур.

На рис. 3 представлены микрофотографии поперечного сечения структур, сделанные с помощью ПЭМ. На микрофотографиях отчетливо видны буферные слои ZnSe и чередующиеся слои ZnCdSe, имеющие более темный контраст, и слои ZnMgSe с более светлым контрастом. Структуры имеют протяженные дефекты, обусловленные рассогласованием периода кристаллической решетки слоев с периодом подложки ZnSe. Видна также неровность границ раздела вдоль структуры, причем в образце 142 эта неоднородность увеличивается в области с повышенной плотностью дислокаций. Это указывает на то, что при согласовании периодов решетки подложки и слоев зеркала должно улучшаться качество границ раздела и в целом структуры. Хотя с увеличением числа слоев зигзагообразная неровность может возникать и при полном согласовании решеток, как это обнаружено для РБЗ из слоев AlGaAs и AlAs на подложках GaAs [15]. Установлено, что в этом случае необходимо использовать разориентированные подложки.

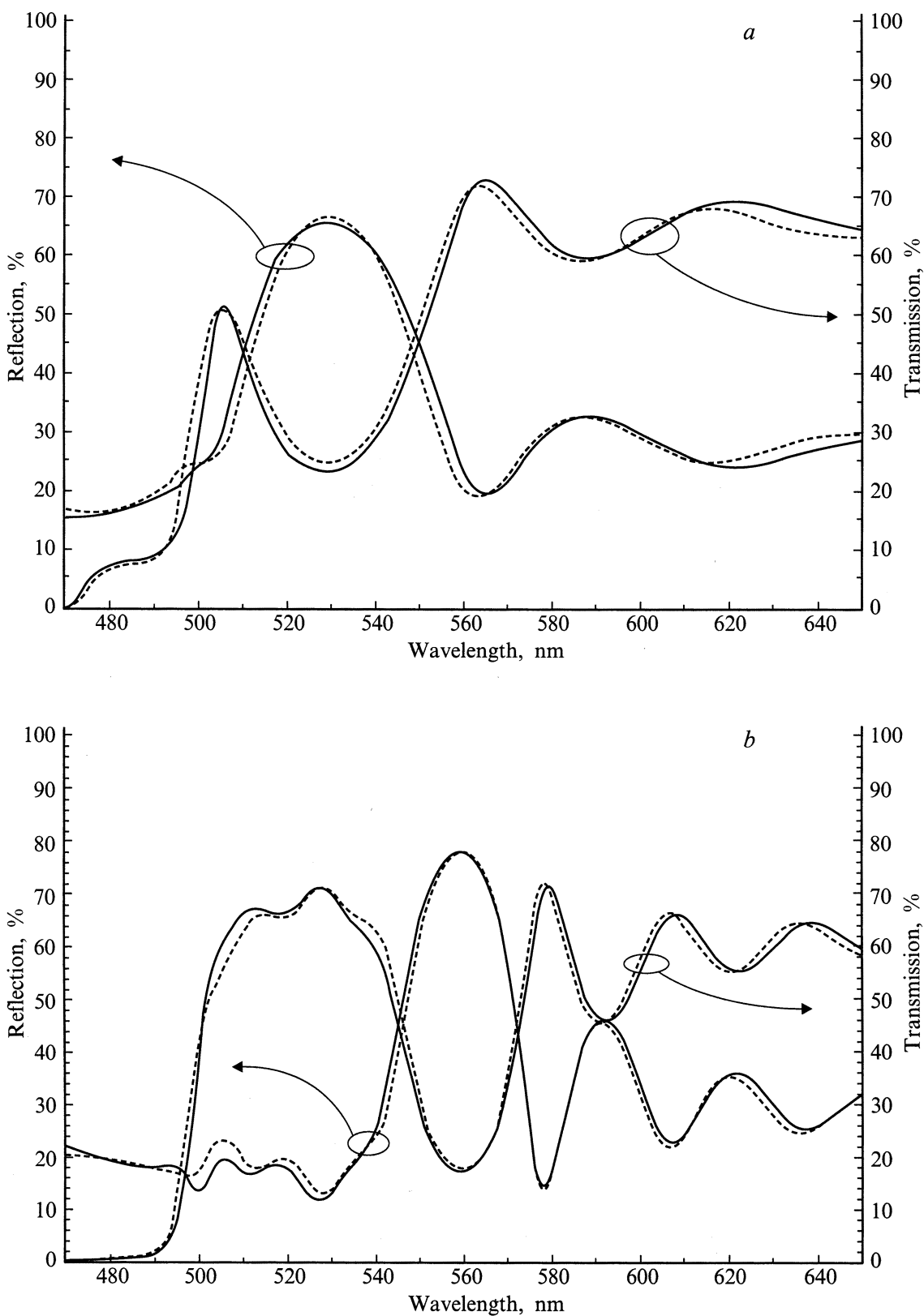
Топограммы поверхности исследуемых образцов представлены на рис. 4. Шероховатость поверхности мож-

но охарактеризовать среднеквадратичным отклонением высот  $\sigma$  от их среднего значения, которое составило 8 и 4.8 нм соответственно для образцов 134 и 142. Следует отметить, что характерный размер мелких неровностей вдоль поверхности заметно меньше длины волны в слоях РБЗ ( $\lambda_0/n \approx 200$  нм), соответствующей максимуму спектра отражения. У образца 134 видны также неровности с большим поперечным размером, которые являются как бы основанием для более мелких неровностей (нанонеровностей). Отклонение высот этого основания от среднего значения заметно меньше, чем для нанонеровностей. В целом рельеф поверхности соответствует неровностям, наблюдаемым на микрофотографиях, представленных на рис. 3.

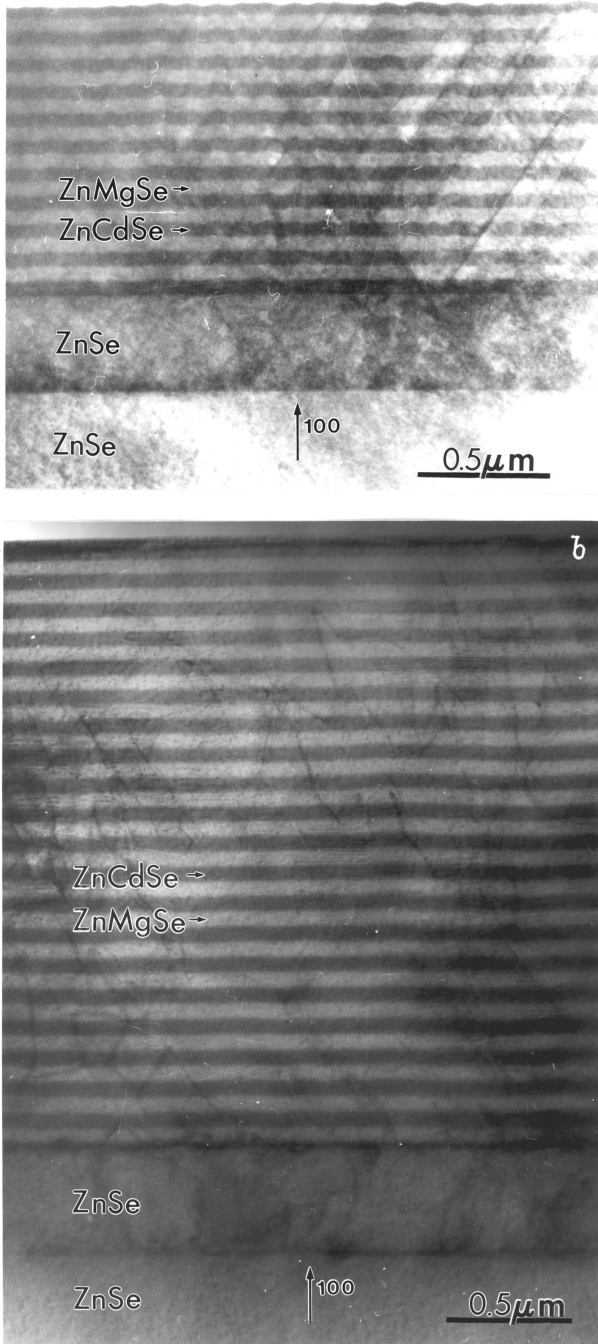
Неровности межслоевой границы с характерным размером, заметно превышающим длину волны света в слое, должны вызывать рассеяние света [16–18]. Это рассеяние приводит к уменьшению зеркального отражения  $R$  на каждой границе в соответствии с формулой [17]

$$R = R_0 \exp[-(4\pi\sigma n/\lambda_0)^2], \quad (1)$$

где  $R_0$  — коэффициент отражения от идеально ровной межслоевой границы;  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение точек поверхности неровной границы от среднего значения;  $n$  — показатель преломления слоя, из которого волна падает на границу;  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме. Эта формула будет справедлива и для светового пучка конечной апертуры, если характерный



**Рис. 2.** Спектры оптического пропускания и отражения брэгговских зеркал с 10.5 (*a*) и 20 (*b*) парами слоев ZnCdSe и ZnMgSe, выращенных на подложке ZnSe толщиной 1.1 мм: сплошные линии — эксперимент, пунктирные — результат компьютерного моделирования. Номера образцов: *a* — 142, *b* — 134.



**Рис. 3.** Микрофотография поперечного среза структуры брэгговского зеркала с 10.5 (a) и 20 (b) парами слоев. Стрелками указаны слои ZnCdSe и ZnMgSe, а также подложка ZnSe и буферный слой ZnSe.

размер неровностей меньше поперечного размера пучка. Рассеяние приводит к уменьшению как коэффициента отражения, так и коэффициента пропускания. На рис. 5 представлены расчетные спектры отражения и пропускания для идеального РБЗ, состоящего из 20 пар четвертьволновых слоев ZnCdSe и ZnMgSe (сплошные линии,  $\sigma = 0$ ), и для зеркала, у которого неровность на межслоевой границе, характеризующая отклонением

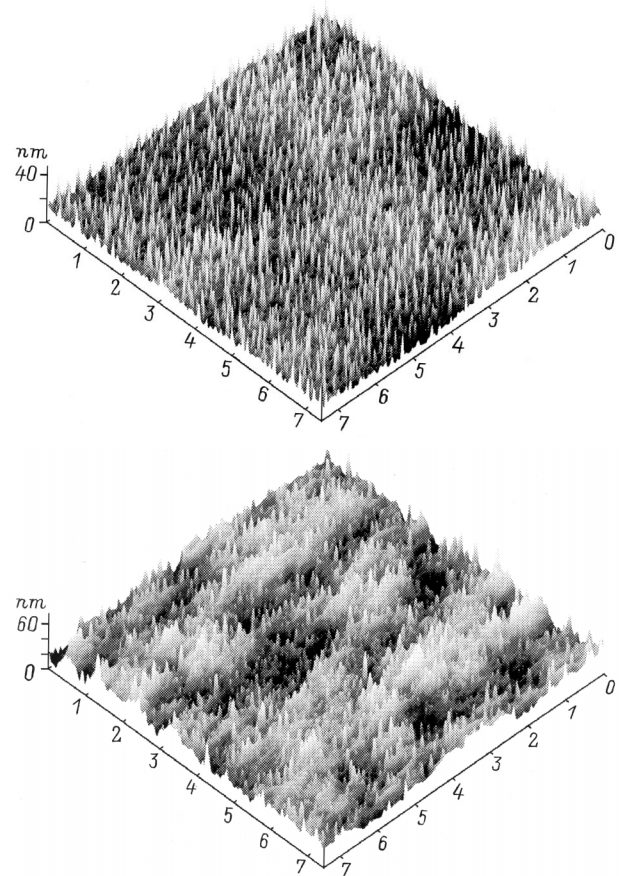
$\sigma = 1.8$  нм (пунктир), приводит к изменению отражения по формуле (1). Расчет проводился матричным методом [19], при этом потери на рассеяние на межслоевой границе были учтены в виде эквивалентных потерь на поглощение в слое, из которого световая волна попадала на эту границу. Поглощение в слое описывалось мнимой частью комплексного показателя преломления:

$$N(\lambda_0) = n(\lambda_0) + ik(\lambda_0, \sigma),$$

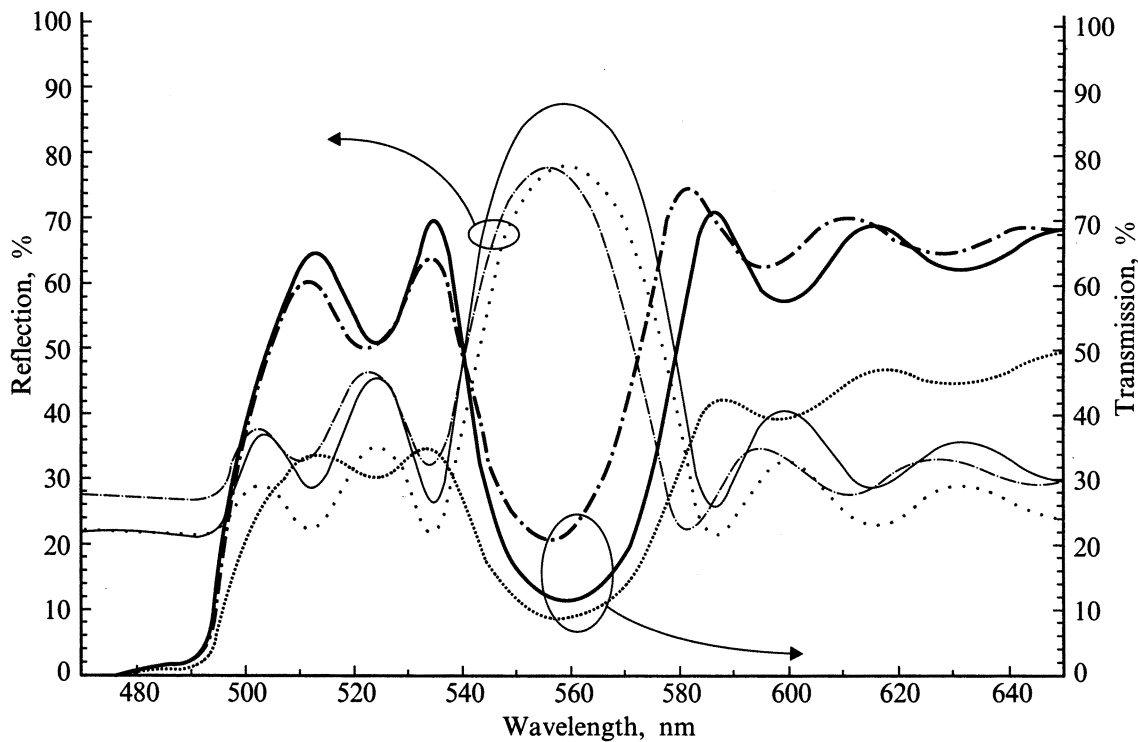
$$k(\lambda_0, \sigma) = 4\pi(\sigma n)^2 / (\lambda_0 h), \quad (2)$$

где  $h$  — толщина слоя. Аналогичный результат получается при использовании модифицированного метода, в котором матрицы, описывающие пару слоев, скорректированы с учетом изменения граничных условий при наличии рассеяния [16]. Отметим, что хотя максимум коэффициента отражения зеркала при  $\sigma = 1.8$  нм близок к экспериментальному значению, минимум в спектре пропускания существенно меньше измеренного. Кроме того, атомно-силовая и просвечивающая микроскопия дают большие значения для  $\sigma$ .

В другом предельном случае, когда характерный размер неровностей меньше длины волны, рассеяние подавлено. В этом случае неровность межслоевой границы



**Рис. 4.** Топограммы поверхности ( $7.5 \times 7.5$  мкм<sup>2</sup>) брэгговских зеркал с 10.5 (a) и 20 (b) парами слоев ZnCdSe и ZnMgSe; среднеквадратичные отклонения высот  $\sigma$ , нм: a — 4.8, b — 8.



**Рис. 5.** Расчетные спектры оптического пропускания и отражения для структуры, состоящей из 20 пар четвертьволновых слоев  $Zn_{0.86}Cd_{0.14}Se$  и  $Zn_{0.8}Mg_{0.2}Se$ , рассчитанных на длину волны 560 нм при идеально плоских межслоевых границах (сплошные кривые); при неровных границах, рассеяние на которых учтено по формуле (1) с  $\sigma = 1.8$  нм (пунктирные линии); и при плоских границах ( $\sigma = 0$ ), но с переходным слоем толщиной  $\delta = 20$  нм и с показателем преломления  $n = (n_{ZnCdSe} + n_{ZnMgSe})/2$  между слоями  $Zn_{0.86}Cd_{0.14}Se$  и  $Zn_{0.8}Mg_{0.2}Se$  с уменьшенной на  $\delta$  толщиной (штрихпунктирные кривые).

ощущается световой волной, как размытая граница. Это также приводит к уменьшению максимума коэффициента отражения, что равносильно уменьшению различия в показателях преломления слоев. При этом увеличивается пропускание брэгговского зеркала в максимуме его отражения, что ближе к эксперименту. На рис. 5 штрихпунктирными линиями показаны спектры отражения и пропускания, рассчитанные для случая, когда размытие межслоевых границ промоделировано переходным слоем толщиной в 20 нм со средним показателем преломления. Из сравнения теоретических и экспериментальных (см. рис. 2, сплошные линии) спектров видно, что такая модель лучше описывает влияние неровности на спектры пропускания и отражения в максимуме отражения брэгговского зеркала. Для лучшего описания экспериментальных кривых во всем спектральном диапазоне в расчетной модели было учтено слабое рассогласование толщины четвертьволновых слоев, в частности уменьшение толщины слоев по мере роста структуры (обусловлено, по-видимому, нестабильностью температуры подложки) и краевое поглощение в слоях  $ZnCdSe$  и подложке  $ZnSe$  по правилу Урбаха [20,21]. Результат проведенного компьютерного моделирования представлен на рис. 2 пунктирными кривыми. Можно отметить хорошее согласие расчетных и экспериментальных кривых для обоих образцов.

#### 4. Заключение

На подложке  $ZnSe$  методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращены распределенные брэгговские зеркала из 10.5 и 20 пар чередующихся четвертьволновых слоев  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  и  $Zn_{1-y}Mg_ySe$  с максимумом отражения на длинах волн 530 и 560 нм соответственно, находящихся в области прозрачности подложки. Максимум коэффициента отражения составил 78% для 20- и 66% для 10.5-парного зеркала. Для использованных составов  $x = 0.14$ ,  $y = 0.20$  и  $0.24$ , определенных по спектрам низкотемпературной катодолюминесценции, максимальный расчетный коэффициент отражения должен составлять величины 87 и 75% соответственно для 20- и 10.5-парного зеркала. Полученное несоответствие объясняется неровностью границ раздела, что подтверждается исследованиями структур методами атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показало, что наблюдаемая неровность межслоевых границ не приводит к существенному боковому рассеянию световой волны. Наблюдаемое уменьшение коэффициента отражения эквивалентно уменьшению, вызванному размытием межслоевых границ. Для увеличения коэффициента отражения брэгговского зеркала необходимо улучшить плоскостность межслоевых границ.

В частности, это можно сделать путем выбора других составов для четвертьволновых слоев, согласованных с подложкой по периоду кристаллической решетки и оптимизацией ориентации подложки.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-16890) и Principia Optics Inc., CA.

## Список литературы

- [1] C. Weisbuch. *J. Cryst. Growth*, **138**, 776 (1994).
- [2] T. Tawara, M. Arita, K. Uesugi, I. Suemune. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 777 (1998).
- [3] T. Tawara, I. Suemune, S. Tanaka. *Proc. 9th Int. Conf. on II-VI Compounds* (Kyoto, 1999), to be published in *J. Cryst. Growth* (2000).
- [4] F.C. Peiris, S. Lee, U. Bindley, J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **86**, 719 (1999).
- [5] T. Morita, H. Shinbo, T. Nagano, I. Nomura, A. Kikuchi, K. Kishino. *J. Appl. Phys.*, **81**, 7575 (1997).
- [6] P. Uusimaa, A. Rinta-Moykky, S. Orsila, A. Salokatte, M. Pessa. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 783 (1998).
- [7] N.G. Basov, E.M. Dianov, V.I. Kozlovsky, A.B. Krysa, A.S. Nasibov, Yu.M. Popov, A.M. Prokhorov, P.A. Trubenko, E.A. Shcherbakov. *Laser Physics*, **6**, 608 (1996).
- [8] Yu.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, A.S. Nasibov, P.V. Shapkin. *J. Cryst. Growth*, **161**, 51 (1996).
- [9] А.Б. Крыса, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, П.В. Шапкин, П.И. Кузнецов, Г.Г. Якушева. *Кр. сообщ. по физике ФИАН*, № 4, 16 (1999).
- [10] F.C. Peiris, S. Lee, U. Bindley, J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **86**, 918 (1999).
- [11] U. Lutz, J. Kuhn, F. Goschenhofer, U. Schüssler, S. Einfeldt, C.R. Becker, G. Landwehr. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 6861 (1996).
- [12] B. Jobst, D. Hommel, U. Lutz, T. Gerhard, G. Landwehr. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 97 (1996).
- [13] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение, А<sup>II</sup>В<sup>VI</sup>*. Справочник (М., Воениздат, 1982).
- [14] P.J. Parbrook, B. Henderson, K.P. O'Donnell, P.J. Wright, B. Cockayne. *J. Cryst. Growth*, **117**, 492 (1992).
- [15] Y.H. Wang, K. Tai, Y.F. Hsieh, S.N.G. Chu, J.D. Wynn, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1613 (1990).
- [16] J. Faist, J.-D. Ganiere, Ph. Buffat, S. Sampson, F.-K. Reinhart. *J. Appl. Phys.*, **66**, 1023 (1989).
- [17] H.-E. Shin, Y.-G. Ju, H.-W. Song, D.-S. Song, I.-Y. Han, J.-H. Ser, H.-Y. Ryu, Y.-H. Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **72** (18), 2205 (1998).
- [18] G. Lerondel, R. Romestain. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2740 (1999).
- [19] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
- [20] V.P. Gribkovskii, L.G. Zimin, S.V. Gaponenko, I.E. Malinovskii, P.I. Kuznetsov, G.G. Yakushcheva. *Phys. St. Sol. (b)*, **158**, 359 (1990).
- [21] L. Samuel, Y. Brada, A. Burger, M. Roth. *Phys. Rev. B*, **36**, 1168 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

## ZnCdSe/ZnMgSe distributed Bragg reflectors grown by molecular beam epitaxy on ZnSe substrate

V.I. Kozlovsky, P.A. Trubenko\*, Yu.V. Korostelin, V.V. Roddatis†

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences  
117924 Moscow, Russia

\* Fiber Optics Research Center at GPI,  
Russian Academy of Sciences,  
117756 Moscow, Russia

† Institute of Crystallography,  
Russian Academy of Sciences  
117333 Moscow, Russia

**Abstract** Distributed Bragg reflectors containing the 10.5 and 20 pairs of alternating quarter-wavelength ZnCdSe and ZnMgSe layers have been grown on transparent ZnSe substrates. The structures were investigated by low-temperature cathodoluminescence, atom force microscopy and transmission electron microscopy. The maximum reflection coefficients were 66% at 530 nm and 78% at 560 nm for the 10.5 and 20 pair mirrors, respectively. These results were considered on a basis of a model involving micro-roughness of interfaces between layers.