

03,09

## Характеризация широкозонных слоев в лазерных структурах на основе CdHgTe

© М.С. Ружевич<sup>1</sup>, К.Д. Мынбаев<sup>2</sup>, Н.Л. Баженов<sup>2</sup>, М.В. Дорогов<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>,  
Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, В.Г. Ремесник<sup>3</sup>, И.Н. Ужаков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск, Россия

E-mail: mynkad@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 12 декабря 2022 г.

Принята к публикации 22 декабря 2022 г.

Приведены результаты исследования оптических и структурных свойств широкозонных ( $x \sim 0.7$ ) слоев в лазерных гетероструктурах на основе твердых растворов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках (013)GaAs, а также эпитаксиальных пленок, аналогичных этим слоям по химическому составу. Показано, что положение максимума спектра фотолюминесценции и характер его температурного сдвига связаны с разупорядочением состава твердого раствора. Обнаружены мелкие и глубокие акцепторные уровни в запрещенной зоне. Обсуждается возможное влияние разупорядочения и акцепторных уровней в лазерных структурах на энергетический спектр носителей.

**Ключевые слова:** CdHgTe, лазерные структуры, фотолюминесценция, дефекты, структурные свойства.

DOI: 10.21883/FTT.2023.03.54738.552

### 1. Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ) в последние годы активно исследуются с целью создания на их основе инфракрасных (ИК) полупроводниковых лазеров. Лазеры на основе КРТ, использующие для генерации излучения межзонные переходы, как ожидается, могут составить конкуренцию квантово-каскадным лазерам как в длинноволновом (длина волны  $\lambda > 15 \mu\text{m}$ ) [1], так и в средневолновом ( $\lambda = 3\text{--}6 \mu\text{m}$ ) [2] ИК-диапазонах. В настоящее время исследуются лазерные структуры (ЛС) на основе КРТ с оптической накачкой, множественными КЯ и волноводами [1–3]. При их создании решается технологическая задача как получения материала КЯ на основе чистого HgTe, так и формирования структурно-совершенных широкозонных (барьерных и волноводных) слоев с заданным составом (мольной долей CdTe)  $x$  и уровнем легирования. Эти слои обеспечивают электронное ограничение, формируют волновод, и определяют, наряду с параметрами самих КЯ, закон дисперсии носителей в яме, являющийся ключевым фактором подавления оже-рекомбинации для эффективной генерации лазерного излучения в ЛС на основе КРТ [4,5].

Барьерные и волноводные слои в ЛС на основе КРТ обычно изготавливаются из материала с  $x \approx 0.6\text{--}0.7$  [4,5]. Следует учесть, однако, что технология КРТ долгие годы совершенствовалась для „малых“  $x$  (0.2–0.3), востребованных при изготовлении фотопри-

емников, и выращивание относительно толстых (для ЛС длинноволнового ИК-диапазона — более  $10 \mu\text{m}$ ) слоев широкозонных составов требует применения специальных технологических приемов [6], и, в целом, оптимизации. Ранее нами было выполнено сравнение свойств образцов широкозонного КРТ, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ), жидкофазной эпитаксией и вертикально-направленной кристаллизацией [7,8]. В настоящей работе сообщается о результатах исследования оптических и структурных свойств выращенного МЛЭ-материала, предназначенного для создания широкозонных слоев в ЛС.

### 2. Методика экспериментов

Объектом исследований были ЛС с множественными КЯ и барьерными и волноводными слоями с  $x \approx 0.7$ ; для сравнения исследовались тестовые эпитаксиальные пленки (ЭП) аналогичных составов, выращенные тем же методом. Все образцы были выращены на подложках (013)GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe [6]. Параметры образцов приведены в таблице, где величина  $x$  и толщины слоев указаны по данным *in situ* эллипсометрии. Эти параметры также контролировались с использованием метода энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) на электронном микроскопе TESCAN MIRA 3 с приставкой ULTIM MAX 100 производства компании Oxford Instruments.

Параметры образцов, выращенных на подложках (013) GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe

Образец	Тип структуры (кол-во×ширина КЯ, nm)	$x$ в исследуемом слое (слоях)	Толщина широкозонных слоев ЛС/ЭП, $\mu\text{m}$
0225	ЛС (11×7.1)	0.70	7.3
0220	ЛС (10×7.1)	0.70	7.0
0423	ЛС (10×2.7)	0.74	0.7
0429	ЛС (3×2.7)	0.73	0.7
0417	ЭП	0.74	5.0
1222	ЭП	0.73	3.0
1223	ЭП	0.71	3.0
1224	ЭП	0.71	3.0
1227	ЭП	0.72	3.0

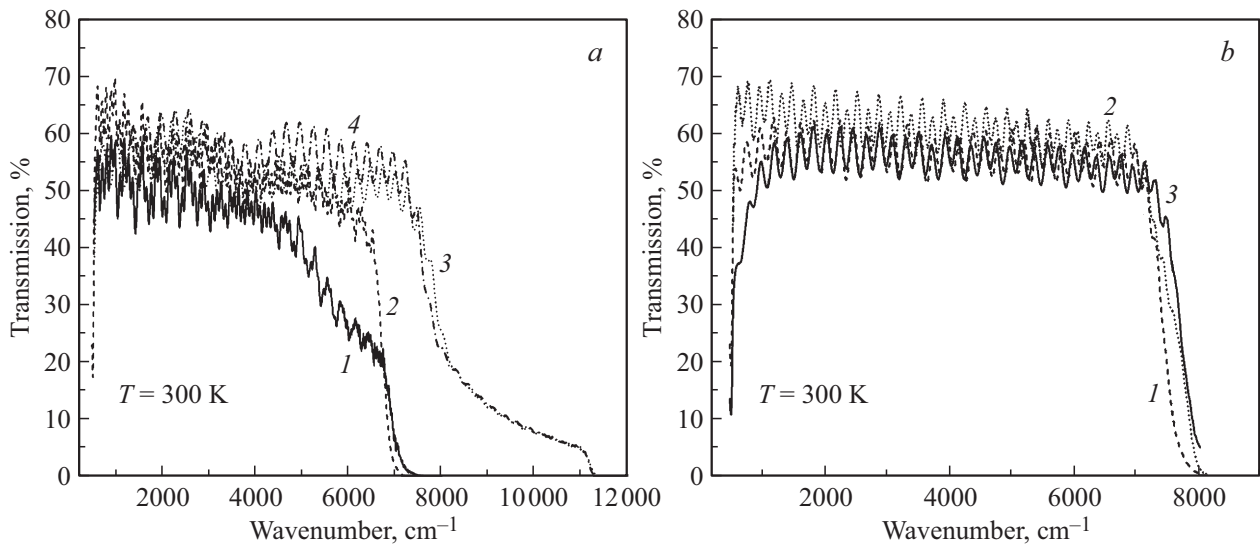
Выращивание ЛС завершалось формированием защитного поверхностного слоя из CdTe толщиной 25–50 nm. На образцах ЭП 1222, 1223, 1224 и 1227 на поверхности выращивался тонкий (до 200 nm) слой HgTe, который использовался для формирования электрических контактов при проведении измерений коэффициента Холла и проводимости. ЭП 0417 и 1222 были не легированы, пленки 1223, 1224 и 1227 в процессе роста легировались индием до концентрации электронов в диапазоне от  $2.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (ЭП 1223) до  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (ЭП 1227). ЭП 0417 выращивали с использованием калибровки скорости роста, как описано в [6]. В оптических исследованиях использовали методы оптического пропускания (ОП) и фотолюминесценции (ФЛ). Спектры ОП регистрировали при  $T = 300 \text{ K}$  с использованием Фурье-спектрометра InfraLUM-801. Спектры ФЛ записывали в интервале температур  $T = 4.2\text{--}300 \text{ K}$  с применением монохроматора МДР-23 при возбуждении полупроводниковым лазером ( $\lambda = 1.03 \mu\text{m}$ ) и регистрацией сигнала германиевым фотодиодом с использованием схемы синхронного детектирования. В исследованных ЛС толщина барьерных слоев между КЯ составляла  $\sim 25 \text{ nm}$ , поэтому возбуждавшее ФЛ-излучение поглощалось в основном волноводными слоями; в таблице приведены усредненные (с учетом небольшого ( $\sim 5\%$ ) изменения состава в ходе роста, зафиксированного данными эллипсометрии) параметры этих слоев. В ЛС 0423 и 0429 в барьерных слоях использовался материал того же химического состава, что и в волноводных; в структурах 0225 и 0220 барьеры были изготовлены из материала с  $x \approx 0.62$  и  $x \approx 0.57$  соответственно.

### 3. Результаты и обсуждение

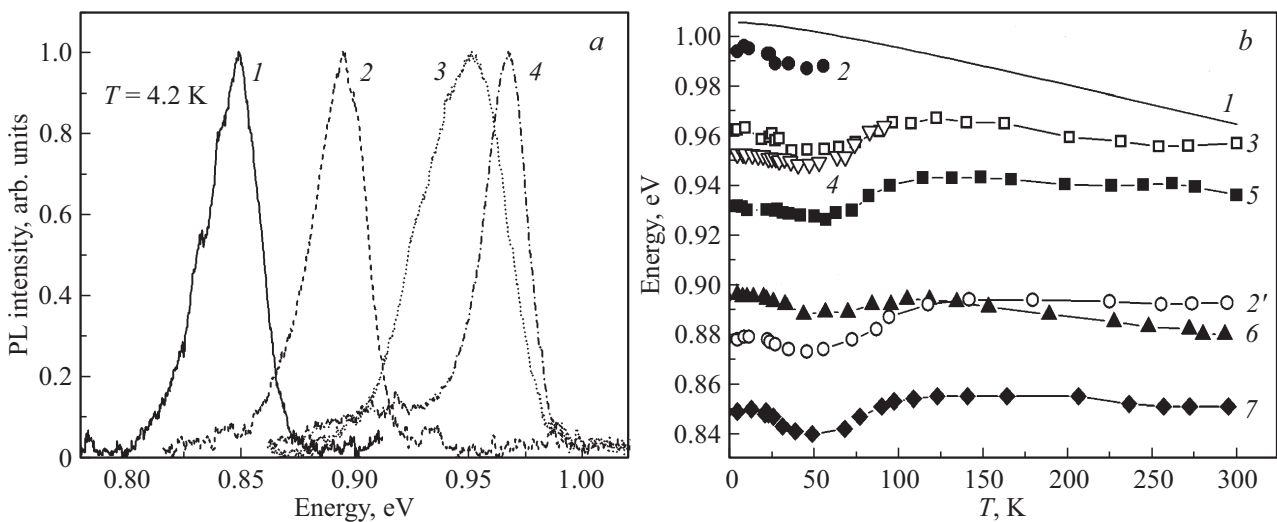
На рис. 1 приведены спектры ОП ряда образцов. Эти спектры являются типичными для образцов, выращенных методом МЛЭ [7–9], и характеризуются резкими краями пропускания и ярко выраженными интерференционными полосами при малых волновых числах. Перед записью спектров ЭП 1222, 1223, 1224 и 1227 слой HgTe удалялся с поверхности химическим травлением; спектры этих образцов имеют „классический“ вид по сравне-

нию со спектрами пропускания ЛС, где присутствовало несколько слоев различного химического состава, и край имел сложную форму (рис. 1, *a*). Положение основного края ОП для всех структур в целом соответствовало значениям химического состава, определенным из данных эллипсометрии. Для образца ЭП 1227, легированного индием до концентрации  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , в спектре ОП заметно поглощение на свободных носителях при малых волновых числах (рис. 1, *b*).

На рис. 2, *a* приведены нормированные спектры ФЛ некоторых из исследованных ЛС, записанные при  $T = 4.2 \text{ K}$ . Спектр ЛС 0429 (не показан) содержал одну полосу, а спектры 1 и 2 структур 0225 и 0220 наилучшим образом аппроксимировались двумя полосами, разделенными расстоянием в  $\sim 12 \text{ meV}$  (примеры аппроксимации приведены в [7,8]). Ширины на половине высоты („полуширины“) высокоэнергетических полос („краевой“ ФЛ) составляли  $\sim 16 \text{ meV}$ , низкоэнергетической полос  $\sim 30 \text{ meV}$ . Спектр ЛС 0423 также содержал две полосы. Полуширина высокоэнергетической полосы здесь составляла  $\sim 18 \text{ meV}$ , низкоэнергетическая полоса была существенно шире. При увеличении температуры эта полоса становилась более выраженной, ее интенсивность увеличивалась до  $T \sim 130 \text{ K}$ ; затем эта полоса исчезла. Подобный эффект ранее наблюдался нами для ЭП с  $x = 0.3\text{--}0.4$ , выращенных на подложках из Si [10]. Так же, как и в последнем случае, глубина залегания уровня, ответственного за появление низкоэнергетической полосы, в ЛС 0423 составила  $\sim 70 \text{ meV}$ . Спектры ФЛ образцов ЭП при  $T = 4.2 \text{ K}$  (не показаны), аналогично спектрам ЛС 0225 и 0220, также свидетельствовали о присутствии мелких акцепторных состояний с глубиной залегания  $\sim 15\text{--}20 \text{ meV}$ . Полуширины высокоэнергетических линий в этих спектрах составляли от 17 до 27 meV и увеличивались с возрастанием концентрации индия. При  $T = 95 \text{ K}$  спектры ФЛ всех образцов, за исключением ЛС 0423, состояли из одной линии с полушириной от 35 до 45 meV. При  $T = 300 \text{ K}$  спектры ФЛ представляли собой одиночные полосы с полушириной от 60 до 70 meV. Вклад барьерных слоев в сигнал ФЛ для ЛС 0225 и 0220, как и ожидалось, не наблюдался.



**Рис. 1.** Спектры оптического пропускания лазерных структур 0220 (1), 0225 (2), 0423 (3) и 0429 (4) (a), а также образцов эпитаксиальных пленок 1223 (1), 0417 (2) и 1227 (3) (b).



**Рис. 2.** Нормированные спектры ФЛ ЛС 0225 (спектр 1), 0220 (2), 0429 (3) и 0423 (4) (a), и расчетная зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g(T)$  для КРТ с  $x = 0.7$  (линия 1) и экспериментальные зависимости положения пика высокоэнергетических полос ФЛ  $E_{PL}(T)$  для ЭП 0417 (2 и 2'), 1227 (3), 1222 (4), 1223 (5), и ЛС 0220 (6) и 0225 (7) (b).

На рис. 2, b приведены температурные зависимости положений „краевых“ пиков ФЛ  $E_{PL}(T)$  для некоторых образцов. Для образцов ЛС 1223 и 1224 эти зависимости были близки и на рисунке показана зависимость только для ЛС 1224. Для ЭП 0417, как было показано ранее [8], высокоэнергетические (полуширина 17 meV) и низкоэнергетические (полуширина 25 meV) полосы можно было приписать „краевой“ ФЛ двух слоев разного состава (поверхностному слою с  $x = 0.74$  толщиной  $5 \mu\text{m}$  и слою с  $x = 0.70$  вблизи подложки толщиной  $1 \mu\text{m}$ ). Высокоэнергетическая полоса ФЛ образца 0417 наблюдалась только до температуры  $\sim 70 \text{ K}$ , единственная полоса ФЛ ЭП 1222 — до 90 К.

При анализе полученных результатов обращают на себя внимание два обстоятельства. Первое из них связано с несоответствием энергий пиков ФЛ  $E_{PL}$  во всем исследованном интервале температур химическому составу исследуемого материала по данным эллипсометрии и ОП. В силу небольшой локальности использованной методики ЭДРС (сигнал собирался из области диаметром  $\sim 1 \mu\text{m}$ ) контроль состава этим методом проводился только для ЭП по сколу образцов. Точному количественному определению состава твердого раствора препятствовало присутствие в спектрах линий галлия и мышьяка из подложки, однако качественно данные ЭДРС подтвердили увеличение  $x$  в ряду ЭП

от 1223 (1224) к 1227 и далее к 1222 (см. таблицу). В то же время, например, при одинаковой величине  $x$  пики спектров ФЛ ЭП 1222 имели энергию меньше, чем для ЭП 1227 (рис. 2, *b*), и величины  $E_{PL}$  были существенно меньше значений  $E_g$  (расчитанных согласно данным [11]) даже для состава  $x \approx 0.70$  (линия 1 на рис. 2, *b*). Это свидетельствовало о том, что высокоэнергетические линии ФЛ в исследуемых образцах были обусловлены оптическими переходами, вызванными рекомбинацией экситонов, локализованных на флуктуациях состава [12], и, соответственно, о существенном разупорядочении твердого раствора. Последнее, как показывают рентгеноструктурные и микроскопические исследования подобного материала [7,8,13,14], не всегда может быть напрямую сопоставлено с его структурным качеством. Возможное влияние этого разупорядочения на энергетический спектр носителей в ЛС должно стать предметом дополнительных исследований.

Второе обстоятельство связано с обнаруженным по данным ФЛ присутствием в исследованном материале мелких и глубоких акцепторных уровней. Глубокие уровни с энергией залегания  $\sim 70$  meV были зафиксированы в ЭП 0417 и ЛС 0423, мелкие (от 10 до 20 мэВ), — в ЛС 0220 и 0225, а также в ЭП 1222, 1223, 1224 и 1227. Как уже отмечалось ранее [7,13], наличие подобных линий в спектрах ФЛ не характерно для структур КРТ с  $x \approx 0.3-0.4$ , выращенных по данной технологии на подложках из GaAs. Таким образом, появление данных состояний может быть связано с условиями роста, отличающимися для материала с малым и большим  $x$ . Ввиду того, что для оптической накачки ЛС на основе КРТ используется энергия существенно меньше, чем величина  $E_g$  в барьерных и волноводных слоях [1-4], присутствие даже глубоких уровней в широкозонных слоях не должно приводить к проявлению вклада нежелательных центров рекомбинации. Однако с учетом чувствительности порога Оже-процессов в ЛС на основе КРТ к энергетическому спектру носителей, а также перспектив создания на основе КРТ инжекционных лазеров, данный вопрос также требует дальнейшего изучения.

#### 4. Заключение

Результаты характеризации широкозонных слоев в лазерных структурах на основе твердых растворов CdHgTe, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией, показали, что при номинальном соответствии материала заявленному химическому составу, для него характерно разупорядочение твердого раствора, влияющее на положение максимума спектра люминесценции и его температурный сдвиг. Фотолюминесцентные исследования позволили обнаружить как мелкие, так и глубокие состояния в запрещенной зоне, которые не типичны для пленок CdHgTe меньшего состава, выращенных данным методом на подложках из GaAs. Влияние разупорядочения и присутствия акцепторных состояний на

энергетический спектр носителей в лазерных структурах требует дальнейшего изучения.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, V.Ya. Aleshkin, A.A. Razova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.* **121**, 18, 182103 (2022).
- [2] V.V. Utochkin, K.E. Kudryavtsev, A.A. Dubinov, M.A. Fadeev, V.V. Rumyantsev, A.A. Razova, E.V. Andronov, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, S.V. Morozov. *Nanomaterials* **12**, 15, 2599 (2022).
- [3] Л.А. Кушков, В.В. Уточкин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, В.И. Гавриленко, Н.С. Куликов, М.А. Фадеев, В.В. Румянцев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, А.А. Разова, С.В. Морозов. *ФТП* **54**, 10, 1163 (2020).
- [4] М.А. Фадеев, А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин, В.В. Румянцев, В.В. Уточкин, В.И. Гавриленко, Ф. Теп, Х.-В. Хюберс, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов, *Квантовая электрон.* **49**, 6, 556 (2019).
- [5] V.Ya. Aleshkin, V.V. Rumyantsev, K.E. Kudryavtsev, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, G. Alymov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *J. Appl. Phys.* **129**, 13, 133106 (2021).
- [6] В.А. Шве́ц, Н.Н. Михайлов, Д.Г. Икусов, И.Н. Ужаков, С.А. Дворецкий. *Оптика и спектроскопия* **127**, 8, 318 (2019).
- [7] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.М. Смирнов, Н.Н. Михайлов, В.Г. Ремесник, М.В. Якушев. *ФТП* **54**, 12, 1302 (2020).
- [8] K.D. Mynbaev, A.M. Smirnov, N.L. Bazhenov, N.N. Mikhailov, V.G. Remesnik, M.V. Yakushev. *J. Electron. Mater.* **49**, 8, 4642 (2020).
- [9] F.-Y. Yue, S.-Y. Ma, J. Hong, P.-X. Yang, C.-B. Jing, Y. Chen, J.-H. Chu. *Chin. Phys. B* **28**, 1, 017104 (2019).
- [10] К.Д. Мынбаев, С.В. Заблоцкий, А.В. Шиляев, Н.Л. Баженов, М.В. Якушев, Д.В. Марин, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий. *ФТП* **50**, 2, 208 (2016).
- [11] C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuer-Jeschke, G. Landwehr, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B* **62**, 15, 10353 (2000).
- [12] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, А.В. Сорочкин, В.Г. Ремесник, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Ю.Г. Сидоров. *ФТП* **45**, 7, 900 (2011).
- [13] Д.А. Андрищенко, М.С. Ружеви́ч, А.М. Смирнов, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, В.Г. Ремесник. *ФТП* **55**, 11, 1040 (2021).
- [14] N. Mikhailov, V. Shvets, D. Ikusov, I. Uzhakov, S. Dvoretzky, K. Mynbaev, P. Druzewski, J. Morgiel, Z. Swiatek, O. Bonchuk, I. Izhnin. *Phys. Status Solidi B* **257**, 5, 1900598 (2020).

Редактор К.В. Емцев