

08.3;09.1

Экспресс-характеризация волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с квазирелятивистским законом дисперсии носителей методом спектроскопии фотолюминесценции при комнатной температуре

© С.В. Морозов^{1,2}, В.В. Уточкин¹, В.В. Румянцев¹, М.А. Фадеев¹, А.А. Разова¹, В.Я. Алешкин¹, В.И. Гавриленко¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал ФГБНУ «ФИЦ Институт прикладной физики РАН», Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: more@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 28 октября 2020 г.

В окончательной редакции 30 октября 2020 г.

Принято к публикации 30 октября 2020 г.

Предложена экспресс-методика характеристики узкозонных волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, основанная на анализе их люминесцентного отклика при комнатной температуре. Обсуждаются преимущества и ограничения данной методики характеристики структур в сравнении с более детальными методами диагностики, предполагающими проведение измерений фотолюминесценции и фотопроводимости в широком температурном интервале.

Ключевые слова: HgCdTe, квантовые ямы, фотолюминесценция, стимулированное излучение.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.03.50578.18603

В настоящее время многие прикладные задачи, связанные с инфракрасной (ИК) спектроскопией, требуют когерентных, перестраиваемых и компактных источников излучения дальнего ИК-диапазона и длинноволновой части среднего ИК-диапазона [1–3]. Одним из перспективных кандидатов на роль таких источников являются межзонные лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe. Хорошо известно, что в узкозонных КЯ варьирование ширины запрещенной зоны за счет изменения ширины либо состава КЯ приводит одновременно и к качественному изменению дисперсионной характеристики носителей заряда. Так, при увеличении ширины КЯ HgTe/HgCdTe закон дисперсии носителей вблизи центра зоны Бриллюэна (Γ -точки) становится по мере приближения к критической толщине КЯ сильно непараболическим, близким к закону дисперсии релятивистских фермионов, и при критической ширине КЯ закон дисперсии носителей приобретает вид конуса с нулевой эффективной массой аналогично графену [4]. Подобные особенности зонной структуры определяют возможность реализации в энергетическом спектре носителей в структурах с КЯ на основе HgCdTe ряда фундаментальных физических эффектов [5–7]. С точки зрения же лазерных приложений квазирелятивистский закон дисперсии носителей приводит к подавлению безызлучательной оже-рекомбинации [8], что является определяющим моментом для возможности реализации на основе структур с КЯ HgTe/HgCdTe эффективных межзонных источников длинноволнового излучения.

Разработка длинноволновых лазеров на основе структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe предполагает детальную характеристику выращенных структур с целью определения таких их параметров, как толщина и состав КЯ, содержание Cd в барьерных слоях, а также однородность этих параметров КЯ в массивах КЯ и однородность по площади ростовых пластин. Это необходимо как для выявления дизайнов КЯ, оптимальных с точки зрения вида зонного спектра, так и для установления соотношения между ростовыми параметрами и характеристиками КЯ, фактически получаемыми при эпитаксиальном росте. Как правило, для подобной диагностики структур используются методы спектроскопии фотопроводимости, фотолюминесценции (ФЛ) и магнитопоглощения, в том числе при криогенных температурах, в сравнении с результатами расчетов зонного спектра в рамках модели Кейна. Столь детальная характеристика является мощнейшим инструментом для исследования зонного спектра в формируемых КЯ, что важно для последующего анализа фундаментальных процессов межзонной рекомбинации, которые оказывают решающее влияние на возможность получения стимулированного излучения (СИ) и его характеристики (пороговую мощность накачки и максимальную температуру генерации СИ). В то же время в связи с необходимостью охлаждения образцов до криогенных температур в ходе каждого эксперимента такая методика оказывается достаточно затратной по времени и ресурсам, и с этой точки зрения крайне привлекательной была бы предварительная диагностика образцов на основе экспериментов, проводимых при

Параметры исследуемых структур (x_{bar} — содержание Cd в барьерных слоях, разделяющих одиночные КЯ; n_{QW} — число КЯ в активной области структуры; d_{QW} — толщина одной КЯ; x_{QW} — содержание Cd в КЯ)

Образец	x_{bar}	n_{QW}	d_{QW} , nm	x_{QW}
150120	0.57–0.6	5	3.2	0
150121	0.51–0.64	5	4	0
161221	0.64	5	4.9	0.116
161222	0.63	5	6.1	0.108
170126	0.66	10	7.6	0.1

комнатной температуре. В настоящей работе обсуждается экспресс-методика постростовой характеристики структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe, основанная на анализе спектров спонтанной ФЛ, измеряемых при комнатной температуре. Обсуждаются наблюдаемые в эксперименте закономерности в спектрах ФЛ структур, рассчитанных на генерацию в среднем ИК-диапазоне. В частности, приводятся упрощенные эмпирические соотношения, связывающие длину волны генерации СИ при температурах, близких к температуре жидкого гелия, с положением длинноволнового края ФЛ при комнатной температуре, а также анализируется влияние неоднородности параметров КЯ в структуре на ширину спектров ФЛ и в конечном итоге на возможность генерации СИ.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013) с буферным слоем ZnTe/CdTe [9]. Квантовые ямы представляли собой тонкие (единицы нанометров) слои Hg(Cd)Te, разделенные барьерами из широкозонного CdHgTe. Массив КЯ расположен внутри толстого (единицы микрометров) волноводного слоя из широкозонного твердого раствора CdHgTe (с содержанием Cd $\sim 0.6–0.7$), необходимого для эффективной локализации волноводной моды. Эпитаксиальный рост проводился на подложке диаметром 3 дюйма, для люминесцентных измерений выкалывались чипы с типичным размером 8×8 mm. Параметры структур приведены в таблице.

При измерении спектров ФЛ образцы монтировались на алюминиевый теплоотвод, возбуждение осуществлялось непрерывным диодным лазером на длине волны 808 nm (мощность до 400 mW). Люминесценция образца собиралась с лицевой поверхности (рис. 1, a). Измерения спектров СИ проводились в криостате замкнутого цикла DE-202 (Advanced Research Systems). В качестве источника оптического возбуждения использовался параметрический генератор света (Solar Laser Systems, диапазон перестройки $1.94–2.36 \mu\text{m}$, энергия в импульсе 20–30 mJ, длительность импульса 10 ns, частота повторения 10 Hz). Накачка образца осуществлялась со стороны ростовой поверхности (при этом луч лазера накачки полностью покрывал поверхность образца). Вторичное излучение собиралось с торца структуры (рис. 1, b), что является оптимальной геометрией для

наблюдения СИ, и с помощью эллиптического зеркала заводилось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v. Рассеянное излучение лазера накачки во всех экспериментах отсекалось при помощи фильтра из InAs, что ограничивало чувствительность установки диапазоном $450–2700 \text{ cm}^{-1}$. В качестве фотодетекторов использовались фотовольтаический HgCdTe-приемник (Kolmar Technologies D317) и кремниевый болометр. Измерения проводились в режиме пошагового сканирования.

В ходе исследования люминесцентных свойств большой выборки структур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe, нацеленных на генерацию стимулированного излучения в средней ИК-области спектра, было установлено, что конкретные параметры КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe относительно слабо влияют на температурный ход ширины запрещенной зоны. Это позволяет прогнозировать длину волны СИ (наблюдаемого при криогенных температурах) по спектрам ФЛ, измеряемым при комнатной температуре ($\sim 300 \text{ K}$): при температурах, близких к температуре жидкого гелия, линия СИ располагается приблизительно на 600 cm^{-1} ниже по энергии, чем длинноволновый край спектра ФЛ при комнатной температуре (определяемый на полувысоте). Приведенная закономерность проиллю-

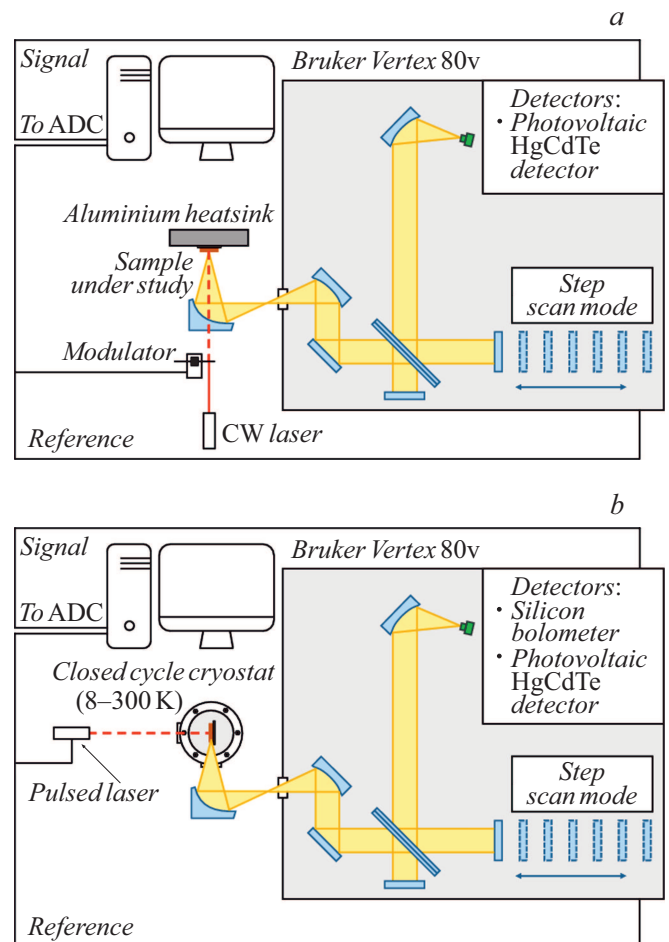


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальных установок для измерения спектров фотолюминесценции (a) и спектров стимулированного излучения (b).

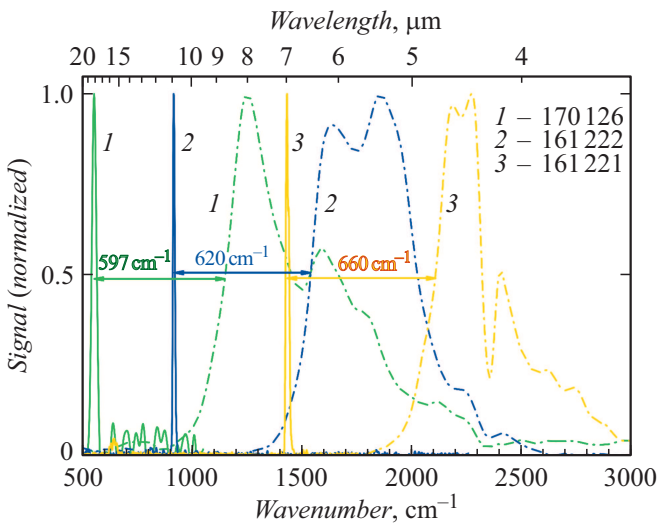


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции при 300 К (штрихпунктирные линии) и стимулированного излучения при 10 К (сплошные линии) серии структур, рассчитанных на генерацию в диапазоне 7–18 μm при 10 К.

стрирована на рис. 2, где показаны спектры спонтанного и стимулированного излучения для серии структур, рассчитанных на генерацию в диапазоне 18–7 μm при 10 К. Видно, что для всех приведенных структур погрешность определения положения линии СИ по указанной методике составляет порядка 10%.

Помимо оценки длины волны генерации при криогенных температурах описываемая методика позволяет оценить и другой важный параметр — однородность структуры. Неоднородность параметров КЯ может играть решающую роль в вопросе возможности генерации СИ. При этом может иметь место разброс E_g как по площади структуры, так и в массиве КЯ. Оба эти фактора должны вызывать уширение спектров ФЛ и негативно сказываться на характеристиках СИ (в первую очередь на пороговой интенсивности накачки).

Для обсуждения данного вопроса обратимся к рис. 3, на котором представлены спектры ФЛ (измеренные при комнатной температуре) для двух структур, выращенных в рамках одной технологической серии. Структуры обладают близкими параметрами КЯ (см. вставки на рис. 3, *a* и *b*), но в структуре 150121 наблюдается больший разброс состава барьерных слоев, разделяющих ямы. За счет этого, согласно расчету зонного спектра, энергия межзонных переходов для различных КЯ в структуре 150121 варьируется от 158 до 170 meV при температуре 300 К, т.е. более чем на 7%. В структуре 150120 аналогичный разброс составляет от 210 до 215 meV, что соответствует 2% от энергии межзонного перехода. Для одиночной КЯ теоретический предел ширины спектра ФЛ на полувысоте составляет $\sim 0.7kT$, что для комнатной температуры дает значение $\sim 18 \text{ meV}$ (145 cm^{-1}). Из рис. 3 видно, что у структуры 150120 полуширина спектра ФЛ составляет

455 cm^{-1} , что втрое превышает теоретический предел, а у структуры 150121 — 602 cm^{-1} , что соответствует четырехкратной разнице. За счет неоднородного уширения спектра усиления пороговая интенсивность возбуждения для структуры 150121 при 10 К более чем на порядок превышает таковую для структуры 150120 (5 kW/cm^2 против 120 W/cm^2). Мы считаем, что это определяется приближением разброса энергии излучательного перехода ($\sim 12 \text{ meV}$) к ширине спектрального окна, в котором возможно усиление при максимальной концентрации неравновесных носителей $\sim 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, достижимой до включения оже-процессов [8]. Отметим, что в более однородной структуре 170127 СИ было получено на длине волны 14.2 μm при 20 К с пороговой интенсивностью 500 W/cm^2 [10]. Таким образом, в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe высокого оптического качества, рассчитанных на диапазон 10–20 μm , полуширина спектров ФЛ при комнатной температуре составляет

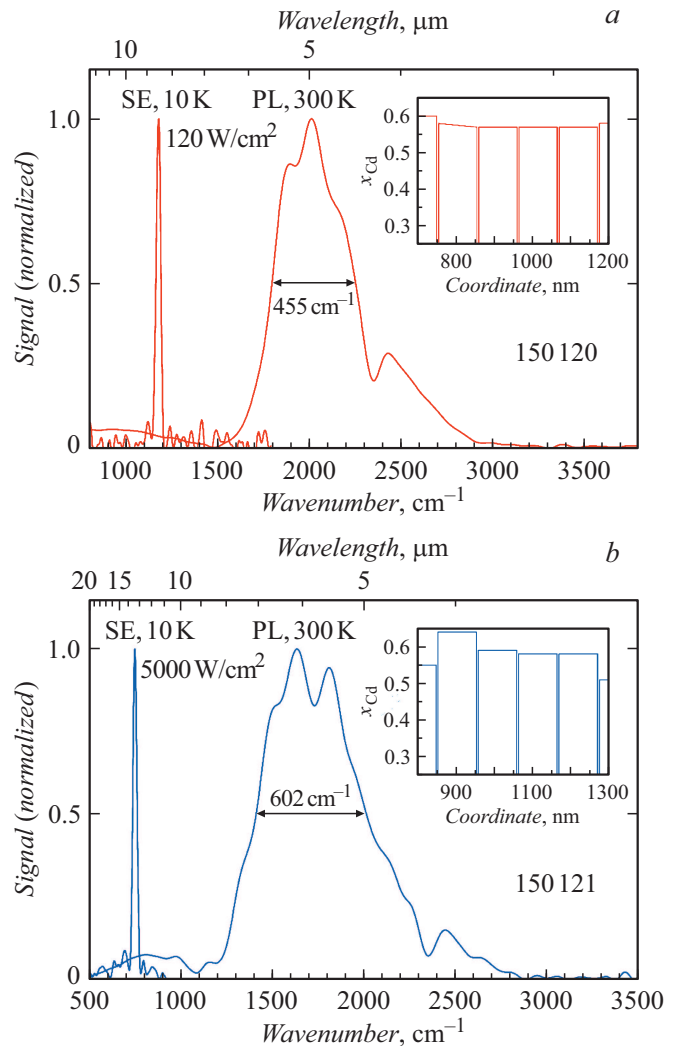


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции при комнатной температуре волноводных структур высокого (*a*) и низкого (*b*) оптического качества. На вставках изображены ростовые схемы массива квантовых ям соответствующих структур.

400–500 cm^{-1} . В таких структурах удается получить СИ при относительно низких пороговых интенсивностях возбуждения. В структурах более низкого оптического качества (с меньшей однородностью параметров) полуширина спектра ФЛ обычно составляет 600 cm^{-1} и более, а пороги генерации СИ выше.

С технической точки зрения отсутствие криостата в измерительной установке снимает проблемы нежелательных переотражений излучения на окнах криостата и сужения телесного угла сбора излучения. Также необходимо отметить возможность картирования структур большого размера без раскалывания на отдельные чипы. Однако существенно более важным обстоятельством является то, что ширина запрещенной зоны исследуемых структур существенно увеличивается с температурой. Это означает, что при переходе к „комнатным“ измерениям ФЛ могут быть использованы не тепловые приемники дальнего ИК-диапазона, а фотонные детекторы среднего ИК-диапазона. Такие фотоприемники являются значительно более быстродействующими, что позволяет увеличить частоту модуляции возбуждающего излучения и соответственно улучшить отношение сигнал–шум в регистрируемых спектрах; также они не требуют дорогостоящего жидкого гелия для охлаждения.

Таким образом, в работе предложена экспресс-методика характеристики гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe , основанная на анализе их спектров ФЛ, измеряемых при комнатной температуре. Данная методика позволяет диагностировать соответствие сформированных гетероструктур их ростовым дизайнам, оценивать однородность формируемых образцов как по площади пластины, так и по глубине (для массивов КЯ), а также параметры СИ (длину волны стимулированного излучения и качественно порог его возникновения при криогенных температурах). В отличие от более детальных методик характеристики образцов, требующих криогенных измерений либо измерений в широком температурном диапазоне, предложенная методика не требует охлаждения и таким образом позволяет оперативно сравнивать различные структуры между собой в контексте генерации СИ.

Благодарности

В работе использовано оборудование УСУ „Фемтоспектр“ ЦКП ИФМ РАН.

Финансирование работы

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F.K. Tittel, D. Richter, A. Friedin, *Solid-state mid-infrared laser sources*, ed. by I.T. Sorokina, K.L. Vodopyanov (Springer, 2003), p. 458–529.
- [2] H.M. Heise, in *Progress in fourier transform spectroscopy*, ed. by J. Mink, G. Keresztury, R. Kellner. Mikrochimica Acta Supplement (Springer, Vienna, 1997), vol. 14, p. 67–77. https://doi.org/10.1007/978-3-7091-6840-0_9
- [3] L. Consolino, S. Bartalini, H.E. Beere, D.A. Ritchie, M.S. Vitiello, P. De Natale, *Sensors*, **13** (3), 3331 (2013). <https://doi.org/10.3390/s130303331>
- [4] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang, *Science*, **314** (5806), 1757 (2006). DOI: 10.1126/science.1133734
- [5] L. Lunczer, P. Leubner, M. Endres, V.L. Müller, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.*, **123** (4), 047701 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.047701>
- [6] B. Büttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp, *Nature Phys.*, **7** (5), 418 (2011). <https://doi.org/10.1038/nphys1914>
- [7] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, S. Weishäupl, Y. Krupko, J.-C. Portal, *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 132102 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4896682>
- [8] G. Alymov, V. Romyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, D. Svintsov, *ACS Photon.*, **7** (1), 98 (2019). <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.9b01099>
- [9] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzki, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliitski, *Int. J. Nanotechnol.*, **3** (1), 120 (2006). DOI: 10.1504/IJNT.2006.008725
- [10] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, V.I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.*, **111** (19), 192101 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4996966>