

Исследование пороговой энергии оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te в области 14 мкм

© В.В. Уточкин¹, В.Я. Алешкин¹, А.А. Дубинов¹, В.И. Гавриленко¹, Н.С. Куликов¹, М.А. Фадеев¹, В.В. Румянцев¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², С.В. Морозов¹

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

² Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: xenonum@bk.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

В гетероструктуре с квантовыми ямами Hg_{0.903}Cd_{0.097}Te/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te, помещенной в диэлектрический волноводный слой из широкозонного CdHgTe, получено стимулированное излучение на длинах волн 14–11 мкм при температурах 18–80 К. Рассчитана пороговая энергия оже-рекомбинации для серии гетероструктур с квантовыми ямами из чистого HgTe с шириной запрещенной зоны 90 мэВ (длина волны 14 мкм), продемонстрирована возможность создания лазеров с длиной волны 14 мкм с рабочими температурами выше температуры жидкого азота.

Ключевые слова: пороговая энергия, оже-рекомбинация, HgCdTe.

DOI: 10.21883/FTP.2019.09.48120.03

1. Введение

Многие задачи спектроскопии в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне требуют компактных источников излучения, в частности, полупроводниковых лазеров. Лучшими характеристиками в данных диапазонах обладают квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников A^{III}B^V, в частности, в ККЛ уже получена генерация в диапазонах 3–25 и 60–300 мкм (см., например, [1]). Однако существует область длин волн от 25 до 60 мкм, в которой наблюдается сильное фононное поглощение в A^{III}B^V, что затрудняет получение лазерной генерации в ККЛ на основе этих материалов.

Альтернативой ККЛ в данном диапазоне могут служить межзонные полупроводниковые лазеры. Например, межзонная лазерная генерация в структурах на основе халькогенидов свинца-олова PbSnSe(Te) получена уже вплоть до длины волны 50 мкм при температуре 4.2 К [2]. В межзонных полупроводниковых лазерах дальнего ИК-диапазона, из-за уменьшения ширины запрещенной зоны, оже-рекомбинация может играть важную роль даже при низкой концентрации носителей. Хорошо известно, что одной из ключевых характеристик оже-рекомбинации является ее пороговая энергия (E_{th}) — фактически минимальная суммарная энергия изначальной трехчастичной системы, необходимая для выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса [3]. Фактором, эффективно повышающим порог оже-рекомбинации в PbSnSe, является гиперболический спектр электронов и дырок с ненулевой шириной запрещенной зоны [4,5]. Известно, что в случае предельного гиперболического

спектра с нулевой шириной запрещенной зоны (дираковского спектра) E_{th} обращается в бесконечность, что эквивалентно невозможности выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса. Однако технологические сложности препятствуют созданию гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе халькогенидов свинца-олова с низкой остаточной концентрацией примесей и дефектов, что ограничивает применение PbSnSe-структур.

Другой известной системой, в которой можно достичь гиперболического закона дисперсии при ненулевой ширине запрещенной зоны, являются гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe на основе твердых растворов кадмий–ртуть–теллур [6]. В последнее время прогресс в технологии роста данных структур позволил существенно понизить остаточную концентрацию примесей и дефектов, подавить флуктуации твердого раствора, что привело к продвижению генерации стимулированного излучения (СИ) в дальний ИК-диапазон. В недавней работе в таких структурах было получено СИ с длиной волны 19.5 мкм при температуре 18 К [7].

Цель настоящей работы заключается в исследовании длинноволнового СИ в HgCdTe-структурах и оже-рекомбинации в них, как наиболее важного канала безызлучательной рекомбинации. В рамках работы производился подбор параметров квантовых ям HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te при различных температурах для получения у них ширины запрещенной зоны ~ 90 мэВ. После чего был рассчитан энергетический порог ССНС-процесса (в начальном состоянии два электрона на нижней подзоне зоны проводимости и одна дырка на верхней валентной подзоне) для подобранных дизайнов структур.

2. Методика эксперимента

Исследованная структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей GaAs (013) подложке с буферами из ZnTe и CdTe с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев. *Ex situ* характеристика структуры производилась с помощью исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны КЯ, измеренной по спектрам фотопроводимости (ФП) при различных температурах. Сравнением полученных экспериментальных данных с расчетами в рамках модели Кейна 8×8 [8] определялись ширина КЯ и содержание Cd в ней. Спектры ФП исследовались на образцах 5×5 мм в диапазоне температур 8–300 К с помощью фурье-спектрометра BrukerVertex70v со спектральным разрешением 8 см^{-1} . Образцы помещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, установленный в спектрометр таким образом, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. Источником излучения служил глобар. Использовался светоделиитель КВт. Исследованная структура содержит массив из 10 КЯ $\text{Hg}_{0.903}\text{Cd}_{0.097}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны ~ 90 мэВ при $T = 18$ К.

Структура не была намеренно легирована; остаточная концентрация носителей *p*-типа, полученная на основе холловских измерений, составляла порядка единиц 10^{10} см^{-2} , а типичная плотность дислокаций $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$. Дизайн структуры ориентирован на эффективную локализацию света вблизи КЯ, для чего массив КЯ был выращен в волноводном слое толщиной в единицы мкм. Выбранное направление роста (013) препятствует использованию сколотых граней кристалла в качестве зеркал резонатора, так как плоскости сколов образуют острый угол с плоскостью КЯ. Поэтому в данной работе исследовалось СИ, полученное при однопроходном усилении. Исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) производилось в оптическом криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 8–300 К при помощи фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающем в режиме пошагового сканирования. Лазерная накачка осуществлялась импульсным лазерным комплексом Solar OPO (длина волны 2 мкм, длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, энергия в импульсе до 5 мДж). Лазерный пучок полностью покрывал поверхность образца. В качестве приемника использовался кремниевый болометр со спектральным диапазоном $650\text{--}20 \text{ см}^{-1}$, охлажденный до температуры жидкого гелия.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры СИ исследованной структуры, полученные при 18 К и 0.5 кВт/см^2 накачки и при 80 К и 40 кВт/см^2 накачки соответственно. Контролирование возникновения СИ осуществлялось по

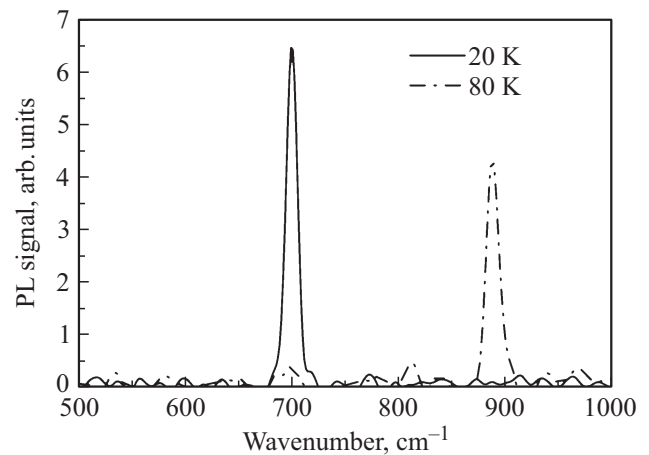


Рис. 1. Спектры СИ структуры с КЯ $\text{Hg}_{0.903}\text{Cd}_{0.097}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм при $T = 20$ и 80 К (амплитуды не нормированы) при накачке 2 мкм импульсами с длиной волны 10.6 мкм и интенсивностями 0.5 кВт/см^2 ($T = 20$ К) и 40 кВт/см^2 ($T = 80$ К).

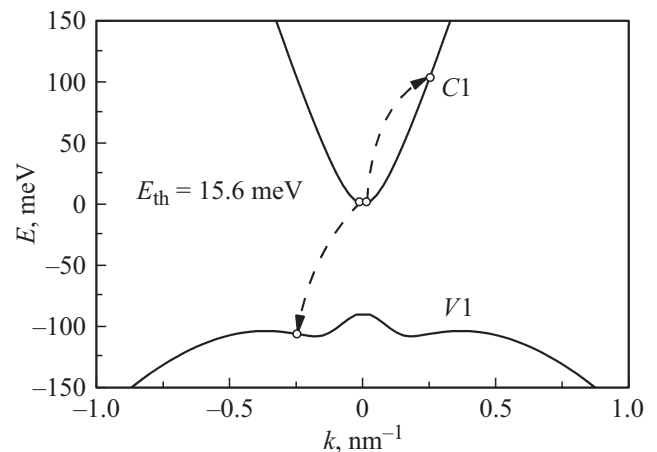


Рис. 2. Энергетический спектр структуры с КЯ $\text{Hg}_{0.903}\text{Cd}_{0.097}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм (основные подзоны). Пунктиром схематически обозначены переходы носителей в ходе ССНС-процесса при изначальной суммарной энергии, равной пороговой.

сверхлинейному росту сигнала ФЛ и обужению спектра ФЛ аналогично [7]. При повышении температуры до значений выше 80 К СИ „гасло“ и наблюдался лишь широкий спектр ФЛ. На рис. 2 приведен зонный спектр данной структуры, видно, что область квазисимметричности электронного и дырочного законов дисперсии мала и лежит в области $k = 0 \text{ нм}^{-1}$. Особенности зонного спектра данной структуры в виде боковых максимумов значительно влияют на безызлучательные оже-процессы. Это связано с „облегчением“ выполнения закона сохранения квазиимпульса в ходе оже-процесса для носителей в боковых максимумах. Обнаружено, что максимальная температура наблюдения СИ (T_{max}), равная 80 К (7 мэВ), с хорошей точностью соответству-

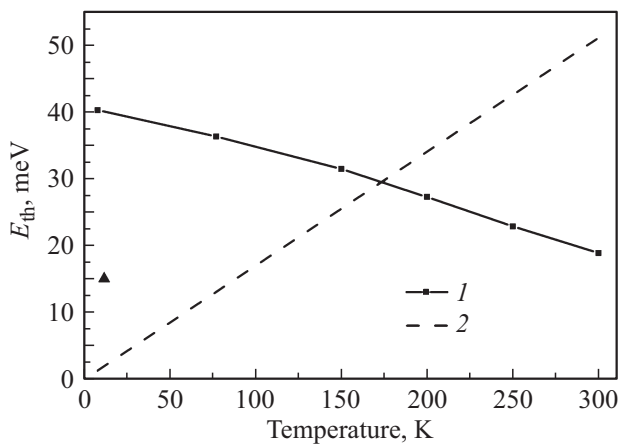


Рис. 3. Пороговые энергии оже-рекомбинации шести структур (черные квадраты) $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ с толщиной ям от 3.8 до 6.4 нм при T_{90} , специфичной для каждой структуры. Для сравнения треугольником показана пороговая энергия оже-рекомбинации для структуры с КЯ $\text{Hg}_{0.903}\text{Cd}_{0.097}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ при 18 К. Пунктиром построена прямая $E = 2T$, где $[T] = \text{мэВ}$.

ет половине E_{th} , рассчитанной для данной структуры (15.6 мэВ), аналогичное соотношение наблюдалось в [7].

Для повышения T_{max} необходим расчет оптимального с точки зрения порога оже-рекомбинации дизайна лазерной структуры, требующего учета температурной зависимости ширины запрещенной зоны в HgCdTe . Как известно [9], в твердых растворах HgCdTe с содержанием кадмия < 50% ширина запрещенной зоны растет с увеличением температуры. Поэтому в узких КЯ нужной ширины запрещенной зоны при более высоких температурах можно добиться либо уменьшением содержания Cd в яме, либо увеличением ее толщины. Ранее было теоретически предсказано [10] и экспериментально продемонстрировано [11], что в КЯ из чистого HgTe наблюдается подавление скорости оже-рекомбинации, поэтому в настоящей работе была теоретически исследована серия из шести HgCdTe -гетероструктур с КЯ с содержанием Cd 0% и толщиной ям от 3.8 до 6.4 нм, разделенных барьерами с 70-процентным содержанием Cd. Каждая рассмотренная структура имела ширину запрещенной зоны, равную 90 мэВ при определенной температуре T_{90} , специфичной для каждой структуры и лежащей в диапазоне от 8 до 300 К. Здесь и далее под T_{90} исследуемой структуры понимается температура, при которой ширина запрещенной зоны данной конкретной структуры равна 90 мэВ.

Для каждой структуры был рассчитан зонный спектр и возможные конфигурации оже-процессов. Для расчета законов дисперсии электронов и дырок использовалась четырехзонная модель Кейна [8], которая отлично согласуется с экспериментом при расчетах времени излучательной рекомбинации в КЯ HgTe [12]. Рассматривались квантовые ямы, выращенные на плоскости

(013), поскольку они соответствуют экспериментальным образцам.

Так как пороговая энергия процесса с участием двух дырок и электрона (СНН-процесс) превышает в несколько раз пороговую энергию соответствующего процесса с участием двух электронов и дырки (ССНС-процесс), то последний и определяет „рабочую“ температуру лазерной структуры. На рис. 3 представлена зависимость пороговой энергии ССНС-процесса для исследованных структур, из которого видно, что у структур с высокой T_{90} (и широкими КЯ) пороговая энергия оже-рекомбинации ниже, чем у структур с низкой T_{90} (и узкими КЯ) — 40 мэВ у структуры с минимальной T_{90} , равной 8 К, и вплоть до 19 мэВ у структуры с наибольшей T_{90} , равной 300 К. Для оценки максимальной температуры наблюдения СИ можно воспользоваться выражением $T_{\text{max}} = E_{\text{th}}/2$ (аналогично [7]), для чего на плоскости была построена прямая $E = 2T$ (пунктир), где температура измеряется в энергетических единицах. Из графика следует, что в структурах с T_{90} выше 175 К оже-рекомбинация должна быть достаточно эффективна для подавления излучательной рекомбинации, что ограничивает рабочую температуру лазеров на 14 мкм на HgCdTe с КЯ из чистого HgTe областью $T < 175$ К.

4. Заключение

Теоретически была исследована величина пороговой энергии оже-рекомбинации в серии из шести $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ гетероструктур с КЯ HgTe толщиной от 3.8 до 6.4 нм. Полученные результаты свидетельствуют о возможности создания лазерных HgCdTe -структур с длиной волны 14 мкм, работающих при температурах выше температуры жидкого азота.

Благодарности

В работе использовано оборудование УСУ „Фемто-спектр“ ЦКП ИФМ РАН.

Финансирование работы

Исследование спектров стимулированного излучения и расчет пороговой энергии оже-рекомбинации выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 17-12-01360). Характеризация структур по изменениям спектров фотолюминесценции и расчеты зонного спектра структур проведены при поддержке Министерства образования и науки РФ (МК-4399.2018.2).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale, *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, Л.С. Бовкун, В.В. Румянцев, Е.Г. Чижевский, И.И. Засавицкий, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **52** (12), 1486 (2018).
- [3] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., ПИЯФ РАН, 1997).
- [4] J. Dimmock, I. Melngailis, A. Strauss. *Phys. Rev. Lett.*, **16** (26), 1193 (1966).
- [5] И.И. Засавицкий. *Тр. ФИАН*, **224**, 3 (1993).
- [6] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **7**, 418 (2011).
- [7] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
- [8] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mihailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).
- [9] A. Rogalski. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
- [10] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. *Opt. Express*, **2**, 137 (1998).
- [11] M.A. Fadeev, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, K.E. Kudryavtsev, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Opt. Express*, **26**, 12755 (2018).
- [12] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, O.L. Domnina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **30**, 495301 (2018).

Редактор Г.А. Оганесян

Investigation of the Auger recombination energy threshold in series of waveguide heterostructures with HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te QW in the range near 14 μm

V.V. Utochkin¹, V.Ya. Aleshkin¹, A.A. Dubinov¹,
V.I. Gavrilenko¹, N.S. Kulikov¹, M.A. Fadeev¹,
V.V. Rumyantsev¹, N.N. Mikhailov²,
S.A. Dvoretzkiy², S.V. Morozov¹

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

² Institute of Semiconductor Physics of Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Stimulated emission was obtained from heterostructure with Hg_{0.903}Cd_{0.097}Te/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te QW at 14–11 μm wavelengths in 18–80 K temperature range. The numerical analysis of the Auger recombination energy threshold in structures with HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te QW with 88.6 meV bandgap (14 μm wavelength) was carried out. The possibility of producing 14 μm lasers with operating temperatures above liquid nitrogen temperature was demonstrated.