

Влияние содержания Cd в барьерах на пороговую энергию оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, излучающих на длине волны 18 мкм

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

Проведен численный анализ энергетического порога оже-рекомбинации в гетероструктурах $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с квантовыми ямами для различного состава твердого раствора в барьерах. Продемонстрировано, что зависимость пороговой энергии от доли кадмия в барьерах немонотонна и достигает максимума при $x \approx 0.6-0.7$. Сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами по температурному гашению стимулированного излучения в структуре $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ позволяет рассчитывать на более чем двукратное увеличение температуры гашения стимулированного излучения в структурах с квантовыми ямами из чистого HgTe и барьерами с высоким (~ 0.6) содержанием кадмия.

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

Задача создания компактных полупроводниковых источников излучения дальнего ИК диапазона длин волн является одной из актуальных в современной физике полупроводников. Существуют предпосылки, что такими источниками могут стать лазеры на основе гетероструктур HgCdTe с квантовыми ямами (КЯ).

Твердые растворы кадмий-ртуть-теллур (КРТ, или HgCdTe) исследуются уже свыше четырех десятилетий, и за эти годы накоплен огромный материал по технологии и свойствам таких соединений, в которых ширину запрещенной зоны путем изменения состава можно менять в широких пределах от нуля до 1.5 эВ. КРТ широко применяется для создания приемников и приемных матриц среднего ИК диапазона (см., напр., работу [1] и ссылки в ней). Лазеры на основе HgCdTe также известны достаточно давно [2] и до недавнего времени были способны генерировать на длинах волн до 5.4 мкм при криогенной температуре [3] и до 2.2 мкм при комнатной температуре [4].

В последние годы, благодаря прогрессу технологии роста таких структур, а именно молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), задача создания источников дальнего ИК диапазона на основе КРТ получила мощный стимул, что демонстрируют последние экспериментальные результаты. В частности, в волноводных структурах на основе

HgCdTe с узкозонными квантовыми ямами $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ впервые обнаружено стимулированное излучение при оптической накачке вплоть до длины волны 20 мкм [5, 6], но лишь при криогенной температуре.

Как известно, основным фактором, который приводит к температурному гашению стимулированного излучения в узкозонных полупроводниковых структурах, является оже-рекомбинация – трехчастичный процесс, при котором энергия, высвободившаяся в процессе рекомбинации электрон-дырочной пары, передается третьему носителю [7, 8]. Однако для осуществления оже-рекомбинации необходимо, чтобы суммарная кинетическая энергия электронов и дырок, участвующих в рекомбинации, превышала пороговое значение [9]. Очевидно, что оже-рекомбинация становится неэффективной при температурах, существенно меньших этой пороговой энергии. Величина пороговой энергии может быть определена, если известен закон дисперсии носителей, участвующих в оже-процессе.

Ранее было теоретически предсказано [10] и экспериментально подтверждено [11], что скорость оже-рекомбинации уменьшается в узких бинарных КЯ HgTe по сравнению со скоростью в широких КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Таким образом, было установлено, что использование структур с узкими ямами из чистого HgTe может существенно повысить критическую температуру гашения стимулированного излучения. При этом влияние на критическую температуру другого важного параметра – состава барьерных слоев – до сих пор не было изучено.

В настоящей работе рассчитана и исследована зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации от доли Cd в барьерах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при одновременном варьировании толщины КЯ HgTe для обеспечения сохранения энергии оптического перехода между основными подзонами электронов и дырок в районе 70 мэВ (длина волны ~ 18 мкм).

Для расчета законов дисперсии электронов и дырок использовалась четырехзонная модель Кейна, которая отлично согласуется с экспериментом при расчетах времени излучательной рекомбинации в КЯ HgTe [12]. Мы

М.А.Фадеев. Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский р-н, дер. Афонино, Академическая ул., 7; Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Université de Montpellier, 34090, Montpellier, France

А.А.Дубинов, В.Я.Алешкин, В.В.Румянцев, В.В.Уточкин, В.И.Гавриленко, С.В.Морозов. Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский р-н, дер. Афонино, Академическая ул., 7; e-mail: more@ipmras.ru

Ф.Тепре. Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Université de Montpellier, 34090, Montpellier, France

Н.-В.Хюберс. Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany

Н.Н.Михайлов, С.А.Дворецкий. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13

будем рассматривать квантовые ямы, выращенные на плоскости (013), поскольку они соответствуют экспериментальным образцам. Гамильтониан Кейна для таких КЯ приведен в работе [13]. При расчете также учитывалось понижение симметрии на гетерогранице с помощью слагаемого Ивченко [14]. Для рассматриваемого случая явный вид этого слагаемого приведен в [15].

Результаты расчетов спектра электронов и дырок для двух случаев приведены на рис.1. В первом случае (рис.1,*а*) расчет проведен для экспериментально исследованной КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 8.7 нм, во втором случае (рис.1,*б*) – для КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 4.2 нм. Из рис.1,*а* видно, что в первом случае в валентных подзонах имеются дополнительные максимумы, располагающиеся ниже потолка валентной зоны на 7 мэВ. В HgTe -яме, окруженной $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$, эти экстремумы практически отсутствуют (рис.1,*б*). Как будет показано ниже, вид закона дисперсии дырок будет важен при

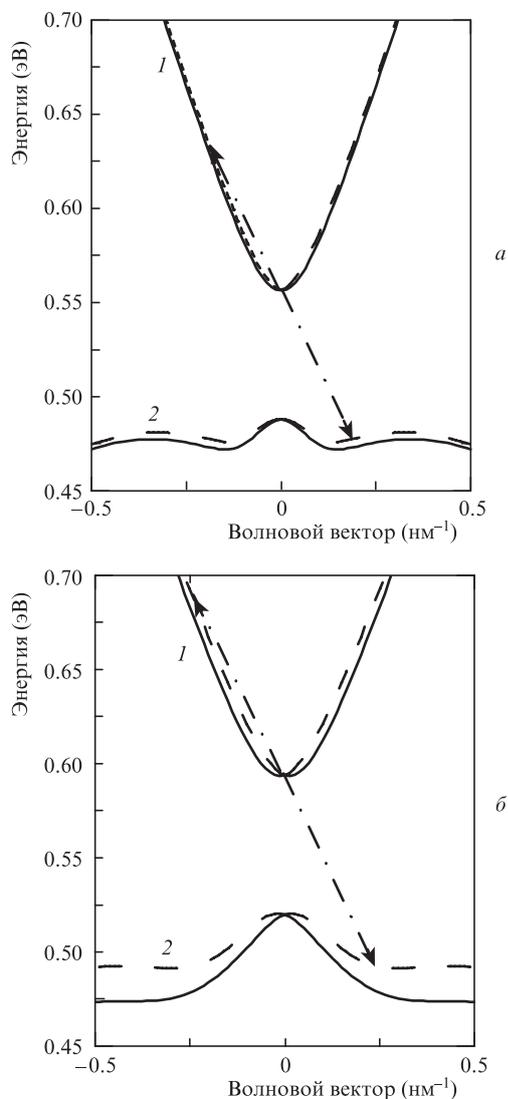


Рис.1. Энергетические зонные диаграммы для температуры $T = 20$ К, вычисленные для КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 8.7 нм (*а*) и КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 4.2 нм (*б*). Волновой вектор направлен в направлении [100]. Зонная диаграмма включает в себя 2 пары подзон из-за спинового расщепления (сплошные и штриховые кривые соответственно): 1 – подзоны электронов, 2 – подзоны дырок. Стрелками показаны переходы электронов, соответствующие порогу оже-рекомбинации в СНСС-процессе.

определении величины пороговой энергии оже-рекомбинации.

В волноводной структуре с КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$ толщиной 8.7 нм и барьерами $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ при оптической накачке было получено стимулированное излучение на длине волны 18 мкм, которое наблюдалось в диапазоне температур от 20 до 40 К. Исследуемая структура была выращена методом МПЭ на полуизолирующей GaAs -подложке (013) с ZnTe - и CdTe -буферами. Гетероструктура содержит десять КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$, разделенных барьерами толщиной 30 нм. Спектры стимулированного излучения получены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Образец был закреплен на холодном пальце гелиевого криостата замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. В качестве источника оптического возбуждения использовался импульсный CO_2 -лазер с максимальной интенсивностью излучения 1 МВт/см². Излучение накачки падало перпендикулярно поверхности структуры, а стимулированное излучение собиралось с торца образца. Пороговая энергия, вычисленная для процесса СНСС (в начальном состоянии два электрона на нижней подзоне зоны проводимости и одна дырка на верхней валентной подзоне), составила около 10 мэВ. Эта энергия примерно в три раза больше тепловой энергии, при которой пропало стимулированное излучение. Процессы, в которых в начальном состоянии имеется две дырки и один электрон, обладают пороговыми энергиями, превышающими в несколько раз таковые для процесса СНСС, и потому они не важны.

Отметим, что пороговая энергия в процессе СНСС определяется в основном кинетической энергией дырки. Если учесть, что кинетическая энергия дырок в условиях инверсии населенности определяется не только температурой, но и положением квазиуровня Ферми в валентной зоне, то согласие теории и эксперимента можно считать удовлетворительным.

Интересно сравнить пороговые энергии для структуры, описанной выше, и структур на основе квантовых ям HgTe . На рис.2 представлена зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации (вычисленной в модели [9]) и толщины КЯ HgTe от доли Cd в барьерах для $T = 20$ и 77 К при фиксированной энергии оптического перехода 70 мэВ. Видно, что максимальная пороговая энергия (это оптимально с точки зрения максимальной температуры генерации стимулированного излучения) достигает 30 мэВ при доле Cd 0.67 для $T = 20$ К и 27 мэВ при доле Cd 0.62 для $T = 77$ К.

Для объяснения различия пороговых энергий в квантовых ямах HgTe и $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$ на рис.1 показаны начальные и конечные состояния электронов и дырок, соответствующие порогу оже-рекомбинации. Из сравнения видно, что «эффективная масса» дырок для оже-процесса в квантовой яме HgTe существенно меньше, чем в КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$. Это связано с наличием в КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$ ярко выраженного бокового экстремума в верхней валентной подзоне. Хорошо известно, что увеличение эффективной массы дырок приводит к снижению пороговой энергии оже-процесса [9]. Наличие максимума на зависимости пороговой энергии от доли кадмия в КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ обусловлено наличием минимума «эффективной массы» дырок при определенной доле кадмия. Следует отметить условность использованного здесь тер-

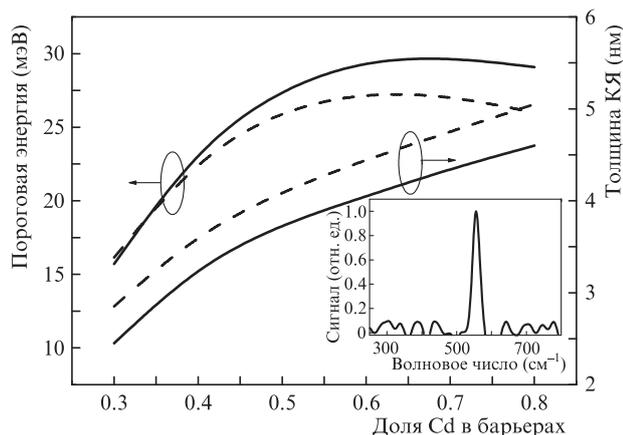


Рис.2. Зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации и толщины КЯ HgTe от доли Cd в барьерах для температур $T = 20$ (сплошная кривая) и 77 К (штриховая кривая) при фиксированной энергии оптического перехода 70 мэВ. На вставке приведен спектр стимулированного излучения для структуры с КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 8.7 нм при $T = 20$ К (для данной структуры пороговая энергия оже-процесса составляет 10 мэВ).

мина «эффективная масса» для верхней валентной подзоны, поскольку закон дисперсии в ней не квадратичный и, вообще говоря, немонотонный. Здесь под этим термином мы понимаем величину, обеспечивающую связь между кинетической энергией дырки и ее волновым вектором. Чем больше волновой вектор при фиксированной кинетической энергии, тем больше «эффективная масса».

Таким образом, было продемонстрировано, что при заданной энергии межзонного перехода пороговая энергия оже-рекомбинации в структурах с КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ является немонотонной функцией от доли кадмия в барьере. При оптимальной концентрации кадмия в барьерах и КЯ из HgTe можно ожидать почти трехкратного повышения критической температуры стимулированного из-

лучения по сравнению с прототипной структурой с КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01360).

1. Rogalski A. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
2. Melngailis I., Strauss A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 179 (1966).
3. Arias J.M., Zandian M., Zucca R., Singh J. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S255 (1993).
4. Roux C., Hadji E., Pautrat J.-L. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1661 (1999).
5. Morozov S.V., Rummyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Mikhailov N.N., Dvoretzki S.A., Gavrilenko V.I. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 092104 (2016).
6. Morozov S.V., Rummyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretzki S.A., Gavrilenko V.I. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
7. Krishnamurthy S., Berding M.A., Yu Z.G. *J. Electron. Mater.*, **35**, 1369 (2006).
8. Jozwikowski K., Kopytko M., Rogalski A. *J. Appl. Phys.*, **112**, 033718 (2012).
9. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., ПИЯФ РАН, 1997).
10. Vurgaftman I., Meyer J.R. *Opt. Express*, **2**, 137 (1998).
11. Fadeev M.A., Rummyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Antonov A.V., Kudryavtsev K.E., Dvoretzki S.A., Mikhailov N.N., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. *Opt. Express*, **26**, 12755 (2018).
12. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Rummyantsev V.V., Fadeev M.A., Domnina O.L., Mikhailov N.N., Dvoretzki S.A., Teppe F., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. *J. Phys.: Condens. Matter*, **30**, 495301 (2018).
13. Zholudev M.S., Ikonnikov A.V., Teppe F., Orlita M., Maremyanin K.V., Spirin K.E., Gavrilenko V.I., Knap W., Dvoretzki S.A., Mihailov N.N. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).
14. Tarasenko S.A., Durnev M.V., Nestoklon M.O., Ivchenko E.L., Luo J.W., Zunger A. *Phys. Rev. B*, **91**, 081302 (2015).
15. Minkov G.M., Aleshkin V.Ya., Rut O.E., Sherstobitov A.A., Germanenko A.V., Dvoretzki S.A., Mikhailov N.N. *Phys. Rev. B*, **96**, 035310 (2017).