

Влияние внутренних оптических потерь на генерацию стимулированного излучения в среднем ИК диапазоне в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

© В.В. Уточкин¹, А.А. Дубинов¹, М.А. Фадеев¹, В.В. Румянцев¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², В.И. Гавриленко¹, С.В. Морозов^{1,3,†}

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

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

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

† E-mail: more@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 12 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Исследованы волноводные гетероструктуры с массивом из 10 квантовых ям HgCdTe/CdHgTe, выращенные в рамках одной технологической серии и рассчитанные на генерацию стимулированного излучения в диапазоне длин волн 20–30 мкм. В „коротковолновой“ структуре получено стимулированное излучение на длине волны ~ 23.9 мкм при температуре 10 К, в то время как в „длинноволновой“ стимулированное излучение не наблюдалось. Проведены расчеты оптического поглощения в пассивных слоях для обеих структур, продемонстрировано, что в „длинноволновой“ структуре его уровень выше, и предлагаются подходы по минимизации его влияния на генерацию стимулированного излучения.

Ключевые слова: средний ИК диапазон, HgCdTe, квантовые ямы, стимулированное излучение.

DOI: 10.21883/FTP.2021.10.51445.49

1. Введение

Компактные источники когерентного излучения дальнего инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазонов востребованы для многочисленных задач спектроскопии газов и твердых тел, медицины и экологии. Лучшие характеристики в данных диапазонах имеют квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе $A^{III}B^V$ полупроводников. В ККЛ уже получена генерация в диапазонах 3–25 мкм [1] и 60–300 мкм [2]. Однако ККЛ не покрывают спектральный диапазон 25–60 мкм, в котором наблюдается сильное фонное поглощение в $A^{III}B^V$ материалах.

Альтернативой ККЛ в данном диапазоне могут служить межзонные полупроводниковые лазеры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe. В подобных длинноволновых лазерах безызлучательная оже-рекомбинация играет важную роль, так как при продвижении в дальний ИК диапазон скорость оже-рекомбинации в них многократно возрастает за счет уменьшения ее пороговой энергии [3], и оже-рекомбинация может являться основным механизмом межзонной рекомбинации [4,5]. Фактором, эффективно повышающим пороговую энергию оже-рекомбинации, является [квази]симметричность законов дисперсии носителей. Так, в случае симметричных гиперболических законов дисперсии дираковских фермионов законы сохранения не могут быть выпол-

нены при любой начальной энергии частиц, участвующих в оже-процессе [6]. Гетероструктуры с узкими КЯ HgCdTe/CdHgTe являются одной из полупроводниковых систем, в которой можно достичь квазигиперболического закона дисперсии в окрестности Γ -точки при ненулевой ширине запрещенной зоны и тем самым подавить оже-рекомбинацию [7,8].

Значительное развитие процедуры роста HgCdTe структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), произошедшее за последние два десятилетия, сделало возможным получение гетероструктур с массивами КЯ высокого оптического качества с малой остаточной концентрацией примесей и дефектов [9]. Усовершенствование технологии роста обусловило прогресс в разработке межзонных HgCdTe лазеров дальнего ИК диапазона, что подтверждается экспериментальными результатами. Так, в недавней работе в таких структурах было получено стимулированное излучение (СИ) с длиной волны 19.5 мкм при температуре 18 К [10].

Цель настоящей работы — исследование факторов, влияющих на возможность получения СИ в волноводных структурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, рассчитанных на генерацию в длинноволновом диапазоне от 20 мкм и более. В частности, исследуется влияние оптических потерь в пассивных слоях на примере двух структур, рассчитанных на длину волны генерации 24 и 27 мкм. В работе исследуются спектры фотолюминес-

ценции (ФЛ) структур при комнатной температуре и низкотемпературного СИ при длинноволновой оптической накачке, а также приводятся результаты расчета величины оптических потерь для дизайна диэлектрического волновода, реализованного в исследуемых структурах.

2. Методика эксперимента

Обе исследованные структуры были выращены в рамках одной технологической серии методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs(013) подложке с буферами из ZnTe (50 нм) и CdTe (10 мкм) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев. *Ex situ* характеристика структур проводилась при помощи экспресс-методики, описанной в работе [11]. Структура 1 содержала в активной области массив из 10 КЯ $\text{Hg}_{0.935}\text{Cd}_{0.065}\text{Te}/\text{Cd}_{0.61}\text{Hg}_{0.39}\text{Te}$, структура 2 — массив из 10 КЯ $\text{Hg}_{0.95}\text{Cd}_{0.05}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$. Для эффективной локализации основной ТЕ моды в обеих структурах массив КЯ был выращен в волноводном слое $\text{Hg}_{0.25}\text{Cd}_{0.75}\text{Te}$ толщиной ~ 9 мкм.

Естественно, выколотые грани образцов, выращенных на подложках GaAs(013), не образуют резонатор Фабри–Перо из-за специфики кристаллографической ориентации, поэтому в работе исследовалось СИ при однопроходном усилении. При исследовании спектров ФЛ и СИ образцы монтировались на холодный палец криостата замкнутого цикла Advanced Research Systems DE-202 с рабочим диапазоном температур 8–300 К. Излучение от образцов заводилось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования. Оптическое возбуждение при исследовании спектров ФЛ осуществлялось непрерывным диодным лазером ($\lambda_{\text{ex}} = 808$ нм) со средней мощностью 360 мВт, а при исследовании СИ — импульсным CO_2 -лазером (длина волны 10.6 мкм, длительность импульса 100 нс, частота повторения 5–20 Гц, энергия в импульсе до 40 мДж). Пятно CO_2 -лазера полностью покрывало поверхность исследованных образцов. В качестве приемника в низкотемпературных экспериментах использовался кремниевый болометр, охлаждаемый жидким гелием (спектральный диапазон чувствительности 20–650 cm^{-1}), а в экспериментах при комнатной температуре использовался HgCdTe приемник Kolmar Technologies D317.

3. Результаты и обсуждение

Перед исследованием излучения при низких температурах для обоих образцов проводилась характеристика методом спектроскопии ФЛ при комнатной температуре и возбуждении 808 нм диодным лазером. На рис. 1 приведены полученные спектры ФЛ обеих структур.

Видно, что полная ширина на уровне половинной амплитуды (FWHM) спектров при комнатной температуре практически одинакова и составляет порядка 400 cm^{-1} . Согласно данным работы [11], в структурах с

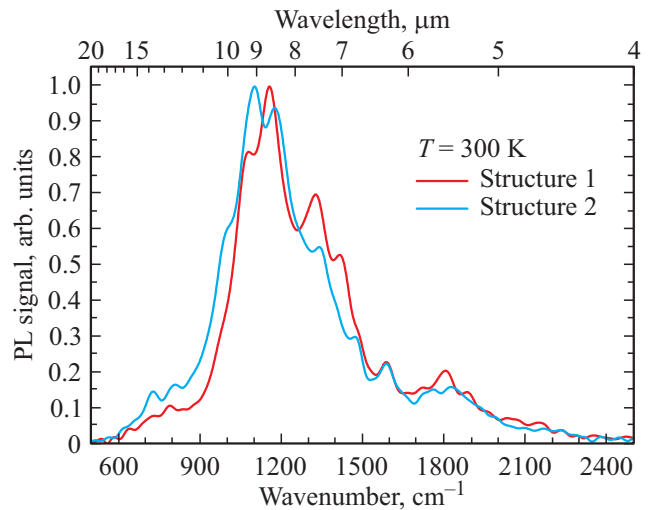


Рис. 1. Спектры спонтанной фотолуминесценции обоих образцов при комнатной температуре и оптическом возбуждении на длине волны 808 нм.

КЯ HgCdTe/CdHgTe высокого оптического качества, рассчитанных на диапазон 10–20 мкм, FWHM спектров ФЛ при комнатной температуре составляет 400–500 cm^{-1} . В таких структурах удается получить СИ при относительно низких пороговых интенсивностях возбуждения. В той же работе [11] приводится эмпирическая закономерность, позволяющая оценить спектральное положение линии СИ при криогенных температурах по спектру ФЛ при 300 К. При условии возникновения в структуре СИ при температурах, близких к температуре жидкого гелия, его длина волны отстоит от положения длинноволнового края спектра комнатной ФЛ на полувысоте на ~ 600 cm^{-1} в длинноволновую сторону. Положение точки, расположенной на полувысоте длинноволнового края спектра ФЛ, для „коротковолновой“ структуры 1 составляет ~ 1020 cm^{-1} , а для „длинноволновой“ структуры 2 — ~ 970 cm^{-1} . Таким образом, ожидалось, что положение линии СИ при 10 К для первой структуры будет находиться вблизи 420 cm^{-1} ($\lambda \sim 23.6$ мкм), а для второй — 370 cm^{-1} ($\lambda \sim 26.9$ мкм).

Далее при $T = 10$ К было проведено исследование спектров излучения в обоих образцах при оптическом возбуждении импульсным CO_2 -лазером. Эксперимент проводился в оптимальной для наблюдения СИ геометрии, мощность лазера менялась вплоть до максимальной мощности установки. В то время как в „коротковолновой“ структуре 1 удалось получить СИ на длине волны 23.9 мкм с относительно низкой пороговой мощностью накачки (см. рис. 2), в „длинноволновой“ структуре 2 наблюдался лишь широкий спектр спонтанного излучения, по интенсивности близкий к фоновому излучению даже при максимальной мощности лазерного возбуждения.

Известно, что базовым условием развития лазерной генерации является превышение величины усиления над общими потерями в структуре, что выражается

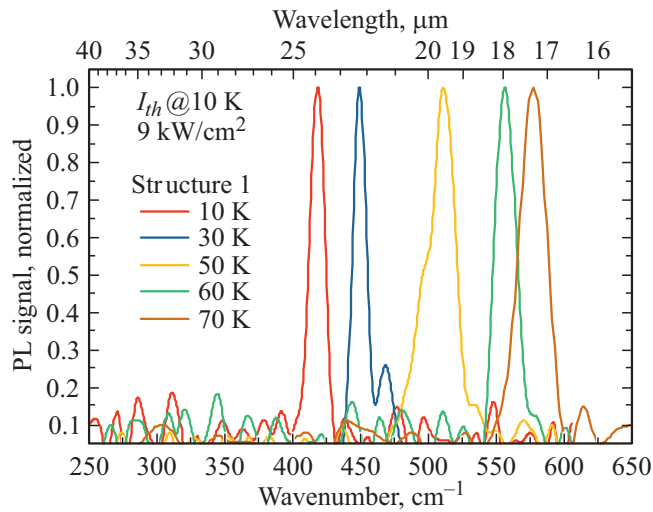


Рис. 2. Спектры СИ структуры 1 при различных температурах при оптическом возбуждении импульсным CO₂-лазером. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

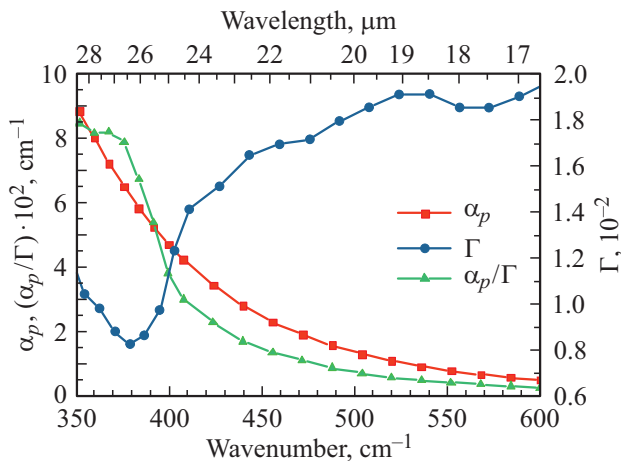


Рис. 3. Рассчитанные частотные зависимости параметров α_p , Γ и α_p/Γ для исследованных структур. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

соотношением

$$(G - \alpha_a)\Gamma = \alpha_p + \alpha_m, \quad (1)$$

где G — коэффициент усиления активной среды, α_a — коэффициент потерь в активной среде, Γ — фактор оптического ограничения, α_p и α_m — коэффициенты поглощения в пассивных слоях и потерь на зеркалах соответственно. При рассмотрении генерации СИ важен учет как внутренних потерь в волноводе α_p (при этом мы ограничивались рассмотрением режима однопроходного усиления излучения, пренебрегая потерями на зеркалах α_m), так и фактора оптического ограничения. Для нахождения распределения электрического поля ТЕ-моды, определения фактора оптического ограничения, эффек-

тивного показателя преломления и коэффициента поглощения α_p для волноводных мод проводилось численное решение уравнений Максвелла [12,13]. Диэлектрические проницаемости нелегированных GaAs и CdTe аппроксимировались на основании экспериментальных данных, представленных в работе [14]. В отсутствие экспериментальных данных по частотной зависимости диэлектрической проницаемости слоев Hg_{0.25}Cd_{0.75}Te в диапазоне длин волн 20–30 мкм было использовано приближение, в котором действительная часть диэлектрической проницаемости принималась равной 8.1 [15], а мнимая часть считалась такой же, как в CdTe. Рассчитанные частотные зависимости α_p , Γ и α_p/Γ для обеих структур (так как волноводы у них практически одинаковые) представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, в рассматриваемом волноводе потери, связанные с поглощением в пассивных слоях, быстро растут, а фактор оптического ограничения уменьшается при продвижении в длинноволновую область. Так, параметр α_p/Γ в диапазоне длин волн 26–28 мкм приблизительно на порядок больше, чем на $\lambda \sim 18$ мкм. Наблюдаемый рост параметра α_p/Γ связан с тем, что в рассматриваемом диапазоне длин волн находится область остаточных лучей в GaAs, играющего роль подложки для структур. С ростом длины волны происходит одновременное увеличение показателя преломления и коэффициента поглощения в GaAs. Когда показатель преломления GaAs в длинноволновой области начинает превышать показатель преломления буферного (и ограничительного для моды) слоя CdTe, происходит „вытекание моды“ в подложку, приводящее к увеличению коэффициента потерь α_p и уменьшению фактора оптического ограничения Γ . Из рис. 3 видно, что параметр α_p/Γ для структуры 2 на предполагаемой длине волны генерации СИ при 10 К $\lambda_{SE} = 26.9$ мкм в 4 раза больше, чем для структуры 1 на ее длине волны генерации СИ при 10 К $\lambda_{SE} = 23.9$ мкм. Следовательно, для возникновения СИ в структуре 2 необходим, как минимум, в 4 раза больший коэффициент усиления в КЯ, что требует кратного увеличения концентрации фотовозбужденных носителей в ней. Отсутствие наблюдения СИ в структуре 2 говорит о том, что такое увеличение концентрации фотовозбужденных носителей недостижимо из-за оже-рекомбинации [5].

Для подавления влияния растущего параметра α_p/Γ можно применить три подхода. Первый из них состоит в росте более толстого ограничивающего слоя CdTe, либо волноводного слоя HgCdTe, что позволит уменьшить проникновение моды в GaAs-подложку и связанное с этим поглощение, а также увеличить фактор оптического ограничения Γ [16]. Однако этот подход требует соответствующего увеличения времени роста структуры, что представляется трудно выполнимым для роста структур на диапазон 25–30 мкм.

Второй подход — уменьшение за счет сильного легирования показателя преломления GaAs подложки до значений, меньших величины показателя преломления

CdTe-буферного слоя [16]. При этом нет необходимости в росте толстых ограничивающего слоя CdTe и волноводного слоя HgCdTe, но подход требует разработки технологии роста HgCdTe-гетероструктур на легированных подложках GaAs.

Третий подход состоит в увеличении числа КЯ в структуре. Коэффициент поглощения излучения CO₂-лазера накачки исследованными структурами составляет единицы процентов, так как излучение поглощается только в массиве КЯ, а коэффициент поглощения одиночной КЯ < 1% [17]. Увеличение количества КЯ в структуре увеличит как фактор оптического ограничения, так и эффективность длинноволновой накачки при той же плотности мощности оптического возбуждения, что позволит скомпенсировать рост потерь в пассивных слоях без увеличения времени роста структуры или перехода на новый тип подложки.

4. Заключение

В данной работе проведено исследование ФЛ и СИ при оптической накачке двух волноводных структур с массивом из 10 КЯ HgCdTe/CdHgTe. В более „коротковолновой“ структуре с КЯ Hg_{0.935}Cd_{0.065}Te/Cd_{0.61}Hg_{0.39}Te было получено СИ на 23.9 мкм при $T = 10$ К при пороговой интенсивности накачки 9 кВт/см². В более „длинноволновой“ структуре 2 с КЯ Hg_{0.95}Cd_{0.05}Te/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te СИ не наблюдалось при любой интенсивности оптического возбуждения. Обнаружено, что параметр α_p/Γ , где α_p — коэффициент поглощения в пассивных слоях, а Γ — фактор оптического ограничения, резко возрастает при продвижении в диапазон остаточных лучей в GaAs и является основным фактором, препятствующим генерации СИ в структуре 2. Предложены три подхода для минимизации влияния данного фактора — переход к дизайнам лазерных структур с большей толщиной волноведущего либо ограничивающего слоя, рост на легированной подложке, а также увеличение числа КЯ в активной области структуры, что является наиболее удобным решением с технологической точки зрения.

Финансирование работы

Расчет внутренних потерь в пассивных слоях исследованных структур проведен при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-52-50004), а характеристика образцов и исследование СИ проведено при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01360).

Благодарности

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

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** (4), 5167 (2015).
- [2] B.S. Williams. Nature Photonics, **1** (9), 517 (2007).
- [3] V.V. Utochkin, K.E. Kudryavtsev, M.A. Fadeev, A.A. Razova, D.S. Bykov, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.V. Romyantsev, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. Laser Phys., **31**, 015801 (2021).
- [4] V. Romyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin, N. Kulikov, V. Utochkin, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, S. Pavlov, H.-M. Hübers, V. Gavrilenko, C. Sirtori, Z.F. Krasilnik, S.V. Morozov. Phys. Status Solidi B, **256**, 1800546 (2019).
- [5] V. Ya. Aleshkin, V.V. Romyantsev, 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**, 133106 (2021).
- [6] G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, A. Satou, D. Svintsov. Phys. Rev. B, **97**, 205411 (2018).
- [7] M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, M. Potemski. Nature Physics, **10**, 233 (2014).
- [8] G. Alymov, V. Romyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, D. Svintsov. ACS Photonics **7**, 98 (2019).
- [9] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlytski. Int. J. Nanotechnology, **3** (1), 120 (2006).
- [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. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. Appl. Phys. Lett., **111**, 192101 (2017).
- [11] С.В. Морозов, В.В. Уточкин, В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, А.А. Разова, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Письма ЖТФ, **47** (3), 51 (2021).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1989).
- [13] H.C. Casey, M.B. Panich. *Heterostructure lasers* (N.Y., Academic Press, 1978).
- [14] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids* (Orlando, Academic Press, 1985).
- [15] A. Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68**, 2267 (2005).
- [16] А.А. Дубинов, В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, В.В. Уточкин, С.В. Морозов. ФТП, **55**, 455 (2021).
- [17] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, O.L. Domnina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. J. Phys.: Condens. Matter, **30**, 495301 (2018).

Редактор А.Н. Смирнов

**Effect of internal optical losses
on stimulated emission generation
in the mid-IR range in waveguide
heterostructures with HgCdTe/CdHgTe
quantum wells**

*V.V. Utochkin¹, A.A. Dubinov¹, M.A. Fadeev¹,
V.V. Romyantsev¹, N.N. Mikhailov², S.A. Dvoretzky²,
V.I. Gavrilenko¹, S.V. Morozov^{1,3}*

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

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

³ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We study two heterostructures with an array of 10 HgCdTe/CdHgTe quantum wells, grown within a single technological series and designed to generate stimulated emission (SE) in the 20–30 μm wavelength range. In the more short-wavelength structure we obtain SE at the wavelength $\lambda \sim 23.9 \mu\text{m}$ at 10 K, while no SE was obtained in the more long-wavelength structure. We calculate optical absorption in passive layers for both structures and show it to be higher in the more long-wavelength structure. Finally, we consider several ways to minimize absorption influence on SE generation.

Продолжение публикации материалов Симпозиума см. в No 11.