

УДК 537.311.322:535.37:535-47

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ НА ОСНОВЕ $\text{AlAs}/(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ МИКРОРЕЗОНАТОРА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2023 г. А. А. Максимов¹, *, Е. В. Филатов¹, В. В. Филатов², И. И. Тартаковский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Федерального исследовательского центра химической физики имени Н.Н. Семенова
Российской академии наук в г. Черноголовке, Черноголовка, Россия

*E-mail: maksimov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Экспериментально исследовано в широком температурном диапазоне стимулированное лазерное излучение с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных полупроводниковых микро-резонаторах. Подробно изучена кинетика перестройки спектров излучения инжекционных лазер-ных наноструктур за время действия прямоугольного электрического импульса возбуждения.

DOI: 10.31857/S036767652270034X, EDN: AENGM1

ВВЕДЕНИЕ

Создание компактных устройств, с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных задач нанофотоники. В спинтронике спин носителей заряда используется как дополнительная степень свободы при передаче и обработке информации, что позволяет создавать приборы с новыми принципами работы. По аналогии с электронным спином компактные источники циркулярно поляризованного оптического излучения открывают возможность их дальнейшего практического применения в таких интенсивно развивающихся областях, как квантовые технологии оптического управления информацией и оптоэлектроника [1, 2].

Использование четвертьволновых пластин из двулучепреломляющих материалов при обычном способе получения циркулярно поляризованного излучения не отвечает требованиям компактности и совместимости с полупроводниковыми технологиями изготовления элементов и схем нанофотоники. Реализация компактных полупроводниковых лазеров, которые могут излучать циркулярно поляризованный свет, возможна при использовании оптической либо электрической спиновой накачки (так называемые спин-лазеры [3–7]) или оптических хиральных сред в активной области таких лазеров, например, холестериче-

ских жидких кристаллов [8, 9], что также не является оптимальным с практической точки зрения.

В последнее время в целом ряде работ [10–14] было продемонстрировано, что создание компактных устройств циркулярно поляризованного излучения может быть осуществлено при использовании наноструктур на основе обычных ахиральных $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ полупроводников. Отличительной особенностью данных наноструктур является наличие в их верхнем слое сформированного с помощью современных полупроводниковых технологий фотонного кристалла с квадратной решеткой, обладающей хиральной симметрией. Такая симметрия приводит к неэквивалентности собственных циркулярно поляризованных электромагнитных мод системы, вращающихся по и против часовой стрелки, что позволяет создавать компактные источники циркулярно поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

Важным шагом в этом направлении, имеющим также прикладное значение, была реализация инжекционных полупроводниковых лазеров с высокой степенью циркулярной поляризации излучения [12, 13], знак которой определяется при изготовлении [13], и работающих вплоть до температур ~ 100 K [14].

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям кинетики стимулиро-

ванного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур в широком температурном диапазоне при их возбуждении электрическими импульсами различной длительности.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Изучались полупроводниковые вертикально излучающие инжекционные лазеры с электрической накачкой на основе λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ с четырьмя GaAs квантовыми ямами в активной области. Брэгговские зеркала состояли из n - и p -допированных пар слоев $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$. Отдельная лазерная структура представляла собой микростолбик размером 60×60 мкм², на верхнем зеркале которого был сформирован фотонный кристалл с хиральной симметрией. Подробные структурные характеристики исследованных лазеров подробно описаны в работах [12–14].

В таких наноструктурах была получена лазерная генерация излучения с высокой степенью циркулярной поляризации ($\rho_c > 0.7$) в отсутствие магнитного поля вплоть до температур ~ 100 К [14]. Повышение температуры образца приводит к сдвигу полос излучения лазеров в красную область в соответствии с изменением показателя преломления материала микрорезонатора.

В настоящей работе исследовались изменения спектров излучения лазеров в зависимости от времени после начала действия возбуждающего импульса в условиях развитой многомодовой генерации, то есть при достаточно высоких значениях тока J , текущего через лазерную структуру. Образец с лазерами помещался либо в парах гелия в оптическом гелиевом криостате с регулируемой температурой в диапазоне $T = 4.5\text{--}250$ К с точностью регулировки температуры $\Delta T = \pm 0.2$ К, либо в сверхтекучий гелий при температуре ~ 1.8 К. Для возбуждения свечения наноструктуры использовался автоматизированный генератор электрических прямоугольных импульсов с длительностью от 10 нс до нескольких миллисекунд. На выходе генератора стоял аттенюатор 10 дБ, согласованный с нагрузкой 50 Ом, для подавления отражения от образца. Спектры излучения, измеренные при различных близких по длительности возбуждающих импульсах, вычитались друг из друга. Данная автоматизированная процедура вычитания спектров эквивалентна измерениям с временным разрешением при возбуждении излучения длинным импульсом. Временное разрешение в таких экспериментах составляло величину ~ 10 нс.

Для возбуждения излучения к каждому отдельному лазеру прикладывалось импульсное напряжение величиной до ~ 18 В. Было установлено,

что оптимальные условия для наблюдения мощной лазерной генерации света в исследованных структурах достигаются при импульсном электрическом возбуждении с длительностями импульсов в диапазоне от ~ 100 нс до ~ 1 мс со скважностью $\sim 1 : 100$. Максимальные значения импульсного тока J , текущего через различные лазерные структуры, не превышали величины ~ 40 мА при самых коротких импульсах возбуждения.

Спектры излучения регистрировались в направлении близком к нормали образца с помощью спектрометра МДР-23 или тройного спектрометра Dilor-500 (с разрешением ≤ 40 мкэВ), оснащенных охлаждаемым Si-CCD детектором.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1а и 1б показана спектральная позиция E_{rad} и интенсивность в максимуме I_{max} полосы излучения основной моды лазерной генерации одной из лазерных структур при температуре 1.8 К в зависимости от времени после начала возбуждающего электрического импульса при различных значениях импульсного тока J , текущего через образец. Видно, что наблюдается сдвиг полосы излучения в красную область со временем. Значение спектрального сдвига полосы увеличивается с ростом тока J и достигает значения ~ 0.6 мэВ к моменту ~ 1 мкс после начала импульса при максимальном импульсном токе. При этом можно заметить, что максимум интенсивности линии лазерной генерации I_{max} (рис. 1б) наблюдается в тот момент времени (зависящий от протекающего через образец тока), когда ее спектральное положение совпадает с оптимальной для данного микрорезонатора модой излучения. Позиция оптимальной моды резонатора отмечена на рис. 1а точечной линией. Как показано на рис. 1в, спектры основной моды лазерной генерации в эти моменты ее максимальной интенсивности, которые достигаются при различных временах после начала возбуждающего импульса в зависимости от величины J , действительно совпадают.

На рис. 2а, 2б и 2в с использованием шкалы серого цвета показано развитие спектров стимулированного излучения лазерной структуры во времени при возбуждении длинным электрическим импульсом при температурах 1.8, 6 и 143 К, соответственно. Видно, что эффект красного сдвига полосы генерации исследованных полупроводниковых лазеров во время действия возбуждающего электрического импульса наблюдается не только при самых низких температурах, но и в более широком температурном интервале.

Наблюдаемый спектральный красный сдвиг во времени естественно связать с неравновесными процессами в электронной и фононной подсистемах в активной области лазерной структуры.

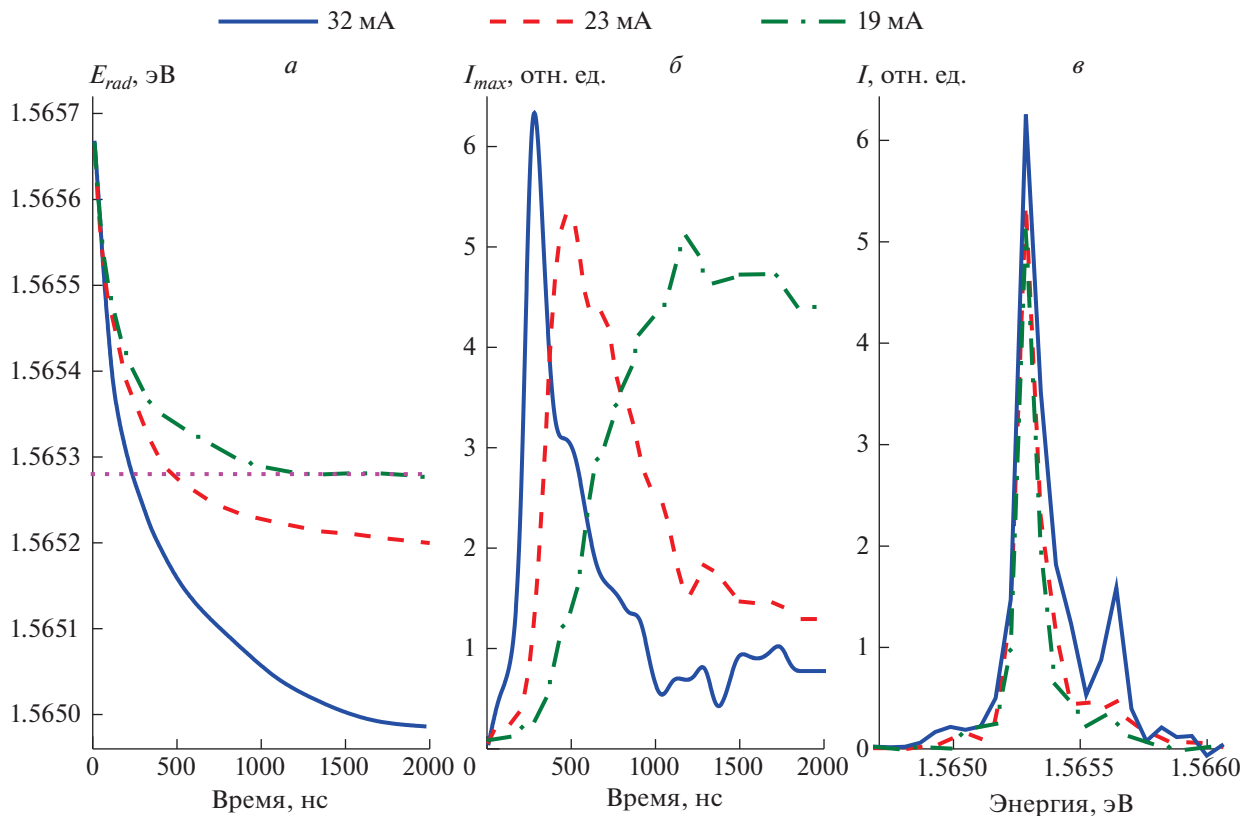


Рис. 1. Спектральное положение линии генерации E_{rad} хиральной полупроводниковой лазерной структуры в σ^+ циркулярной поляризации (а) и ее максимальная интенсивность I_{max} (б) в различные моменты времени после начала возбуждения длинным прямоугольным электрическим импульсом. Спектры излучения лазера при различных значениях импульсного тока J в различные моменты времени (280, 460 и 1200 нс), отвечающие максимальной интенсивности основной моды генерации (в). Результаты получены при значениях J : 32 мА — сплошные линии, 23 мА — штриховые линии и 19 мА — штрих-пунктирные линии. Спектральное положение оптимальной моды резонатора — точечная линия; $T = 1.8$ К.

Для определения времен релаксации этих неравновесных процессов τ были измерены разностные спектры, полученные при возбуждении мощным электрическим импульсом длительности 1 мкс и с такой же амплитудой задержанным на разные времена относительно окончания основного импульса тестирующим более коротким (~ 10 – 20 нс) импульсом. Тестирующий импульс сам по себе не вызывал изменений в спектре стимулированного излучения лазерной структуры за время своего действия. Таким образом, разностные спектры позволяли измерить спектры стимулированного излучения лазерной структуры при возбуждении тестирующим импульсом при его различных задержках после окончания основного возбуждающего импульса. На рис. 2г, 2д и 2е с использованием шкалы серого цвета показаны изменения таких спектров во времени при различных температурах 1.8, 6 и 143 К, соответственно. Видно, что с увеличением времени задержки между тестирующим импульсом и мощным им-

пульсом возбуждения, вызвавшим спектральный сдвиг основной полосы генерации, этот сдвиг постепенно уменьшается и спектральное положение линии генерации возвращается к своему начальному положению, отмеченному на рис. 2г, 2д и 2е пунктирными прямыми.

На рис. 3 показана температурная зависимость спектральной позиции E_{rad} полосы излучения основной моды излучения полупроводникового лазера в режиме развитой лазерной генерации через ~ 10 нс (открытые символы) и через ~ 1 мкс (закрытые символы) после начала действия мощного электрического импульса возбуждения. Изменение спектральной позиции полосы генерации ΔE_{rad} со временем наблюдается во всем исследованном температурном интервале. Кроме того, наблюдается и общее спектральное смещение линий лазерной генерации в красную сторону на величину порядка нескольких мэВ при изменении температуры от 1.8 до 220 К. Это связано с тем, что длина волны излучения λ основной полосы

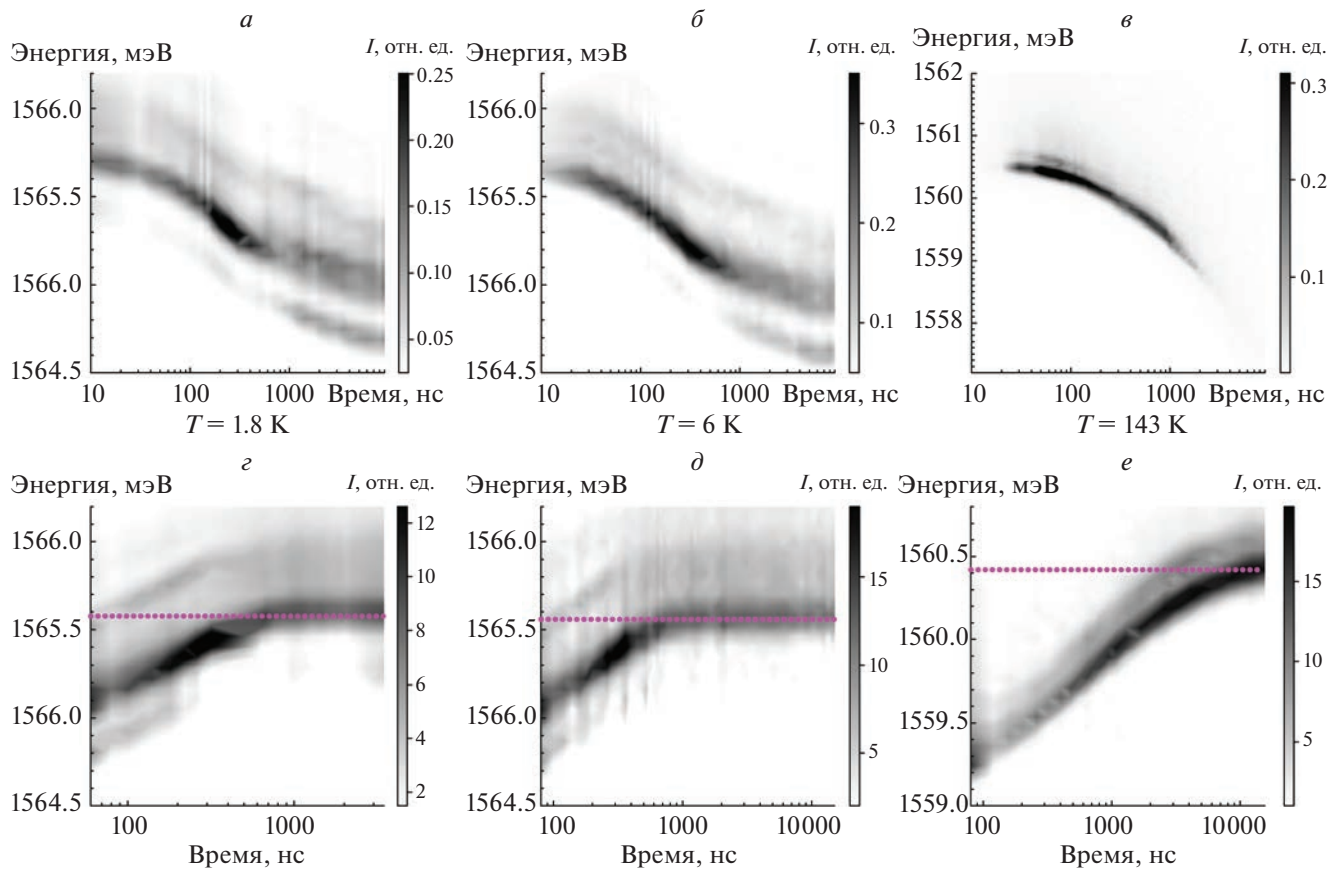


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения лазерной структуры: (а, б, в) — в различные моменты времени от начала возбуждения длинным электрическим импульсом; (г, д, е) — при возбуждении коротким тестирующим импульсом при его различных задержках после окончания основного мощного возбуждающего импульса длительностью 1 мкс. $T = 1.8$ (а, г), 6 (б, д), 143 К (в, е). Точечными прямыми показаны спектральные позиции основной моды генерации при возбуждении только тестирующим импульсом.

генерации в исследованных лазерных структурах определяется соотношением

$$\lambda = nd, \quad (1)$$

где n — эффективный показатель преломления (Al,Ga)As материала микрорезонатора, а d — точное значение толщины микрорезонатора в месте расположения лазера на образце. Изменение показателя преломления с температурой $n(T)$ и приводит к спектральному смещению линий лазерной генерации в красную сторону. Зависимость $n(T)$ хорошо согласуется с температурным поведением эффективного показателя преломления материала λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ в этом температурном интервале, определенном на основе простой одноосцилляторной модели [15].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Можно показать, что некоторое повышение температуры ΔT в активной области лазера во время действия электрического возбуждения, для

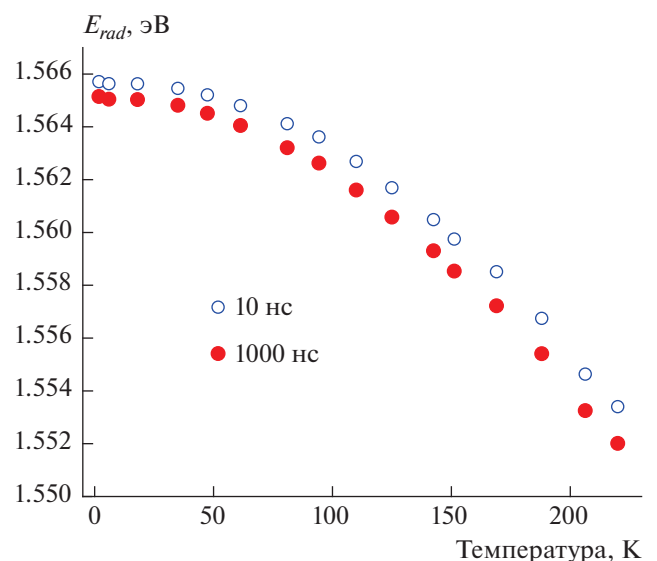


Рис. 3. Температурная зависимость спектрального положения основной моды генерации E_{rad} полупроводникового лазера на 10 нс (открытые символы) и на 1000 нс (закрытые символы) после начала действия электрического импульса возбуждения.

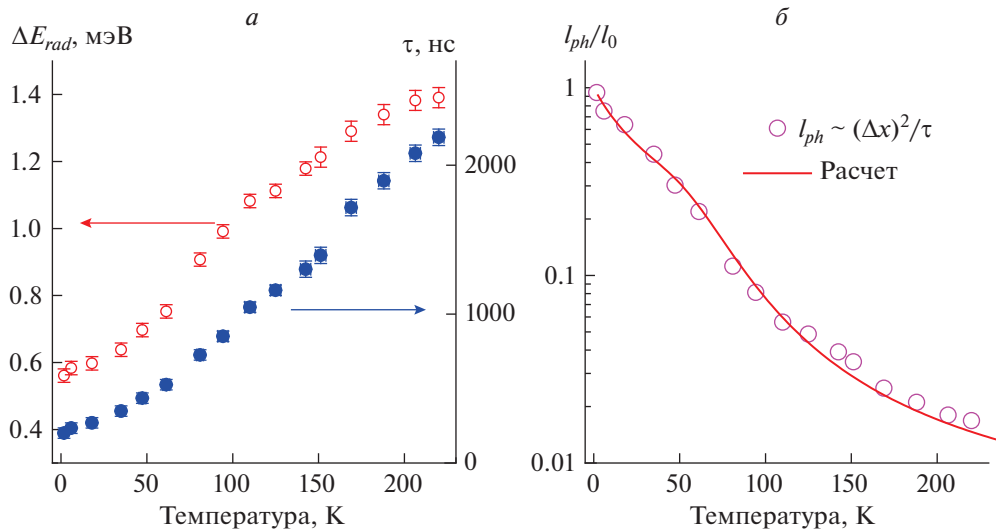


Рис. 4. Температурные зависимости спектрального сдвига основной моды генерации ΔE_{rad} (открытые символы, левая ось) и времени релаксации τ (закрытые символы, правая ось) полупроводникового лазера после окончания действия возбуждающего электрического импульса длительностью 1 мкс (а); зависимость длины свободного пробега фононов l_{ph} (открытые символы) от температуры (б), сплошная кривая – расчет по формуле (6) (см. текст).

дебаевского твердого тела эквивалентно изменению давления ΔP в этой же области образца через соотношение:

$$\Delta P \approx -\frac{\gamma_G}{V} c_V \Delta T, \quad (2)$$

где γ_G – постоянная Грюнайзена порядка 1, V – объем, а c_V – теплоемкость. С другой стороны, величина $c_V \Delta T$ есть ничто иное, как полная вложенная энергия E_p в фононную подсистему лазерной наноструктуры за время действия импульса накачки. Значение величины энергии $E_p = UJ\Delta t$ может быть определено из падения напряжения U на лазерной структуре, величины тока J , текущего через нее, и длительности электрического импульса возбуждения $\Delta t = 1$ мкс для данных, представленных на рис. 3. Температурная зависимость этой величины вложенной энергии E_p , измеренной по электрическим параметрам, оказалась слабо и плавно меняющейся величиной от 0.66 до 0.69 мкДж (т.е. практически постоянной) при изменении температуры в диапазоне от 1.8 до 220 К (рис. 3).

Красный спектральный сдвиг полосы генерации ΔE_{rad} полупроводникового лазера под действием электрического импульса длительностью 1 мкс при изменении температуры показан на рис. 4а (левая ось ординат) открытыми символами. Видно, что эти сдвиги ΔE_{rad} находятся в диапазоне 1 ± 0.5 мэВ в исследованном температурном интервале. Согласно формуле (1) изменения ΔE_{rad} должны быть пропорциональны изменениям показателя преломления Δn (Al,Ga)As матери-

ала микрорезонатора, вызванных действием электрического импульса.

Наблюдаемые на эксперименте значения ΔE_{rad} означают, что в данном спектральном диапазоне изменения в Δn должны составлять несколько тысячных. В работе [16] было получено изменение показателя преломления кристаллов GaAs на величину $\Delta n \approx -0.1$ под давлением ~ 5 ГПа. Если считать, что изменения показателя преломления в (Al,Ga)As зависят от давления примерно так же как в кристаллах GaAs, то можно по формуле (2) оценить величину давления растяжения, которые достигались в наших экспериментах. Для этого надо учесть, что объем области, в которой выделяется энергия электрического импульса $E_p = c_V \Delta T$, $V = Sx$, где S – площадь отдельной лазерной структуры размером 60×60 мкм², а x – ширина активной области лазера, в которой возбуждаются неравновесные фононы. Полагая величину x порядка нескольких микрон и зная величину энергии электрического импульса E_p , легко оценить по формуле (2), что величина давления $\Delta P \approx 0.1$ ГПа, необходимая для изменения показателя преломления Δn на несколько тысячных, вполне достижима в наших экспериментах.

Из работы [17] следует, что в кристаллах GaAs отношение изменений показателя преломления и давления $\Delta n/\Delta P$ с экспериментальной точностью не зависит от температуры в диапазоне ее изменений от гелиевых до комнатных. Таким образом, поскольку $\Delta E_{rad} \propto \Delta n \propto \Delta P$ и учитывая соотношение (2), наблюдаемые изменения с температурой величины ΔE_{rad} (рис. 4а) могут быть связаны

только с зависимостью объема возбужденной области от температуры $V(T)$. В случае же плоской геометрии исследованных лазерных структур изменения объема определяются лишь зависимостью ширины активной области лазера $x(T)$, в которой возбуждаются неравновесные фононы, от температуры. Следовательно, изменения этой величины Δx

$$\Delta x \propto \frac{c_V \Delta T}{\Delta E_{rad}} = \frac{E_p}{\Delta E_{rad}} \quad (3)$$

оказываются пропорциональными экспериментально измеряемым величинам.

Помимо изменений области занятой неравновесными фононами, связанными с изменениями температуры, эта область x изменяется и со временем в процессах релаксации, определяемых уравнением диффузии:

$$\frac{dQ}{dt} = \kappa \frac{dT}{dx}, \quad (4)$$

где Q — энергия, запасенная в подсистеме неравновесных фононов, а κ — коэффициент диффузии. Уравнение (4) позволяет в условиях эксперимента получить приближенное соотношение:

$$\rho S \Delta x c_V \frac{\Delta T}{\tau} \approx \frac{1}{3} c_V v_s l_{ph} \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (5)$$

где ρ — плотность материала микрорезонатора, v_s — скорость звука, l_{ph} — длина свободного пробега фононов, а τ — время релаксации неравновесных фононов.

Времена релаксации τ при различных температурах были измерены в экспериментах аналогичных представленным на рис. 2а–2е и приведены на рис. 4а в виде сплошных символов (правая ось ординат). Из соотношения (5) следует, что длина свободного пробега фононов l_{ph} оказывается пропорциональной величине $(\Delta x)^2/\tau$. Это, с учетом соотношения (3), позволяет из полученных экспериментальных данных построить температурную зависимость изменения длины свободного пробега фононов от температуры, которая представлена на рис. 4б открытыми символами. Видно, что с повышением температуры до 220 К длина свободного пробега уменьшается почти на два порядка.

Для описания экспериментально полученной зависимости $l_{ph}(T)$ может быть предложена следующая формула:

$$l_{ph} = l_0 / [1 + \alpha T + \beta \exp(-\Theta/T)]. \quad (6)$$

Расчет по формуле (6) представлен на рис. 4б в виде сплошной кривой. Видно, что эта формула позволяет описать экспериментальные результаты с хорошей точностью. При низких температурах основной вклад в вероятность рассеяния неравновесных фононов вносит постоянный член,

который приводит к длине свободного пробега порядка l_0 . При высоких температурах важный вклад в рассеяние дает экспоненциальный член, отвечающий за процессы переброса (Θ — температура Дебая). Член пропорциональный температуре в вероятности рассеяния может быть связан либо с упругими полями, возникающими на многочисленных интерфейсах лазерной структуры, либо с рассеянием фононов на свободных носителях, концентрация которых достаточно высока в режиме развитой лазерной генерации. Естественно предположить, что длина свободного пробега фононов при низких температурах l_0 будет порядка толщин слоев составляющих брэгговские зеркала микрорезонатора. Действительно, величина $l_0 \sim 60$ нм позволяет получить разумную оценку величины сдвига ΔE_{rad} , получаемую на эксперименте при низких температурах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнены детальные исследования кинетики стимулированного излучения в вертикально излучающих инжекционных полупроводниковых лазерных структурах, возбуждаемых электрическими импульсами. Лазеры были созданы на основе высокочастотного AlAs/(Al,Ga)As микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области и с хиральным фотонным кристаллом, сформированным на верхнем брэгговском зеркале. Измерены времена релаксации полупроводникового лазера после действия мощного электрического импульса возбуждения при различных температурах. Благодаря высокой чувствительности спектральных характеристик стимулированного излучения к изменениям активной среды полученные экспериментальные результаты временных зависимостей спектров и интенсивности лазерной генерации при возбуждении электрическими импульсами различной длительности позволили построить температурную зависимость длин свободного пробега фононов в широком температурном диапазоне.

Авторы выражают благодарность С. Хёффлингу (S. Höffling) и Х. Шнайдеру (C. Schneider) за предоставленные образцы для исследований, а также В.Д. Кулаковскому и С.Г. Тиходеву за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Genevet P., Capasso F., Aieta F. et al. // Optica. 2017. V. 4. P. 139.
2. Hübener H., De Giovannini U., Schäfer C. et al. // Nature Mater. 2021. V. 20. P. 438.
3. Ando H., Sogawa T., Gotoh H. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. No. 5. P. 566.
4. Holub M., Bhattacharya P. // J. Phys. D. 2007. V. 40. Art. No. R179.

5. *Chen J.-Y., Wong T.-M., Chang C.-W. et al.* // Nature Nanotech. 2014. V. 9. P. 845.
6. *Lindemann M., Xu G., Pusch T. et al.* // Nature. 2019. V. 568. P. 212.
7. *Žutić I., Xu G., Lindemann M. et al.* // Solid State Commun. 2020. V. 316–317. Art. No. 113949.
8. *Kopp V.I., Fan B., Vithana H.K.M. et al.* // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1707.
9. *Ha N.Y., Ohtsuka Y., Jeong S.M. et al.* // Nature. Mater. 2008. V. 7. P. 43.
10. *Maksimov A.A., Tartakovskii I.I., Filatov E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. No. 045316.
11. *Lobanov S.V., Tikhodeev S.G., Gippius N.A. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 205309.
12. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 241; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 176.
13. *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. Art. No. L021001.
14. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 494; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 404.
15. *Afromowitz M.F.* // Solid State Commun. 1974. V. 15. P. 59.
16. *Goñi A.R., Syassen K., Cardona M.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. No. 14. Art. No. 10104.
17. *Goñi A.R., Cantarero A., Syassen K. et al.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. No. 14. Art. No. 10111.

Non-equilibrium processes in a semiconductor laser based on AlAs/(Al,Ga)As/GaAs microcavity under electric pulses excitation

A. A. Maksimov^{a,*}, E. V. Filatov^a, V. V. Filatov^b, I. I. Tartakovskii^a

^a *Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

^b *Semenov Federal Research Center of Chemical Physics, Branch in Chernogolovka, Chernogolovka, 142432 Russia*

*e-mail: maksimov@issp.ac.ru

Stimulated radiation with a high circular polarization degree in chiral semiconductor microcavities was studied in a wide temperature range. The kinetics of the spectra emission rearrangement in injection laser nanostructures during the action of a rectangular electric excitation pulse is studied in detail.