

УДК 537.311.322:535.37:535-47

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОРОГОВ ГЕНЕРАЦИИ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

© 2025 г. А. А. Максимов*, И. И. Тартаковский

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

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

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

Экспериментально исследованы зависимости интенсивности излучения в различных циркулярных поляризациях инжекционных поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным хиальным микрорезонатором от величины возбуждающего тока. Наблюдалось резкое увеличение степени циркулярной поляризации излучения лазерных структур от малых значений $\approx 5\%$ до величин $> 70\%$ при токе, превышающем пороговое значение. С учетом нелинейных оптических свойств лазерных резонаторов проведены модельные расчеты, результаты которых хорошо согласуются с экспериментом.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, порог генерации, циркулярная поляризация

DOI: 10.31857/S0367676525020203, EDN: CVXCVI

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание уделяется исследованиям различных компактных источников циркулярно поляризованного излучения и их изготовлению с использованием современных полупроводниковых технологий. Важность подобных источников определяется большими возможностями для применений в таких областях как современная фотоника, квантовые вычисления, технологии записи и считывания квантовых состояний, создание трехмерных дисплеев, биомедицинское зондирование и многих других [1–6]. Особое значение имеют разработки компактных лазерных источников циркулярно поляризованного излучения, которые позволяют обойтись без использования достаточно больших по размерам линейных поляризаторов и четвертьволновых пластин при традиционных методах получения лазерной генерации света с круговой поляризацией. Полупроводниковые поверхностно-излучающие микролазеры с вертикальными резонаторами (VCSEL), совмещенные со сверхтонкими диэлектрическими метаповерхностями, которые сами по себе обладают большими возможностями для управления светом и его поляризацией [1, 7–9], позволяют реализовывать сверхкомпактные лазеры циркулярно поляризованного света.

В работах [10–18] изучались гетероструктуры на основе обычных ахиальных $A^{III}B^V$ полупроводников, в верхнем слое которых были вытравлены фотонные кристаллы с квадратной решеткой, обладающие хиальной симметрией. Было показано, что такие компактные структуры без приложения внешнего магнитного поля могут демонстрировать при их оптическом или электрическом возбуждении излучение света с высокой степенью циркулярной поляризации, знак которой можно было задавать на этапе изготовления фотонного кристалла с соответствующей хиальностью [10, 11, 14]. При исследовании инжекционных полупроводниковых лазеров в режиме многомодовой генерации в отдельных модах наблюдалась высокая степень циркулярной поляризации излучения вплоть до значений $\approx 90\%$ при гелиевых температурах [13, 14]. Была продемонстрирована работоспособность этих лазеров вплоть до температур около 150 К [15, 16], подробно изучена кинетика неравновесных процессов, происходящих в фононной и электронной подсистемах [17], пространственное и угловое распределение интенсивности излучения различных мод [18] при возбуждении лазерных структур электрическими импульсами.

Характерной особенностью изученных в работах [13–18] инжекционных полупроводнико-

вых лазеров было то, что в спонтанном режиме излучения они демонстрировали довольно низкую степень циркулярной поляризации излучения $\leq 10\%$. Однако, при увеличении тока, текущего через лазерную структуру J , выше порогового значения $J_{th} \approx 10$ мА степень циркулярной поляризации начинала резко возрастать (вплоть до значений $\geq 70\%$ в хороших структурах), так же, как и интенсивность лазерного излучения [13–14, 18]. В настоящей работе подробно экспериментально исследуется это явление и дается объяснение зависимости интенсивности и степени циркулярной поляризации в разных модах лазерного излучения от уровня накачки на основе простой модели генерации полупроводникового инжекционного лазера.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБРАЗЦЫ

В работе исследовались инжекционные полупроводниковые лазеры, вертикально излучающие циркулярно поляризованный свет [13–18]. Возбуждение многомодовой генерации света осуществлялось при приложении импульсного электрического напряжения к полупроводниковым лазерным гетероструктурам. На ориентированной (100) *n*-допированной GaAs подложке методом молекулярнопучковой эпитаксии были выращены лазерные структуры на основе λ -микрорезонатора Al_{0.40}Ga_{0.60}As. Нижние брэгговские зеркала микрорезонатора состояли из *n*-допированных пар слоев AlAs/Al_{0.20}Ga_{0.80}As, а верхние зеркала – из таких же *p*-допированных слоев. В центре микрорезонатора в пучности электрического поля располагались четыре квантовые ямы из GaAs шириной 7 нм, разделенные 4 нм Al_{0.40}Ga_{0.60}As барьерами. Каждый отдельный лазер представлял собой прямоугольный параллелепипед с квадратным основанием размером 60×60 мкм². На верхнем зеркале лазерных структур были нанесены золотые кольцевые контакты, во внутренней площади которых располагался слой фотонного кристалла хиральной симметрии размером 36×36 мкм² с квадратной решеткой и периодом 880 нм, вытравленный на определенную глубину. Подробные структурные характеристики исследованных лазеров подробно описаны в работах [14–16].

В настоящей работе представлены результаты, полученные при температуре около 1.8 К, когда образец с лазерами помещался в сверхтекущий гелий в оптическом криостате. Возбуждение свеченияnanoструктуры осуществлялось с помощью генератора электрических прямоугольных импульсов с длительностью от 100 нс до 1 мкс со скважностью примерно 1:100. К каждой отдельной лазерной структуре прикладывалось импульсное напряжение величиной примерно до 15 В, при этом значения импульсного тока J , текущего через различные лазерные структуры, не превышали величины примерно

35 мА. В таких условиях в качественных nanoструктурах наблюдалась многомодовая лазерная генерация с высокой степенью циркулярной поляризации ($\rho_c > 0.7$) в основных модах излучения при отсутствии внешнего магнитного поля [18].

Спектры излучения лазерных структур в различных σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях регистрировались в направлении близком к нормали образца с помощью спектрометра МДР-23 или тройного спектрометра Dilor-500, оснащенных охлаждаемыми CCD детекторами. Для измерения мощности изученных лазеров с помощью набора оптических фильтров из полного излучения структуры выделялось излучение в достаточно узкой спектральной области вблизи лазерной генерации ≈ 1.565 эВ, которое направлялось непосредственно на калибранный фотоэлектрический измеритель лазерной мощности.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлена типичная зависимость мощности излучения одного из изученных в работе лазеров в момент действия возбуждающего электрического импульса от величины импульсного тока J , текущего через лазерную структуру. Показаны результаты, измеренные при различных длительностях возбуждающего импульса: сплошными символами при длительности 200 нс, а открытыми символами – при 1 мкс. Видно, что при достижении величины импульсного тока J порогового значения вблизи

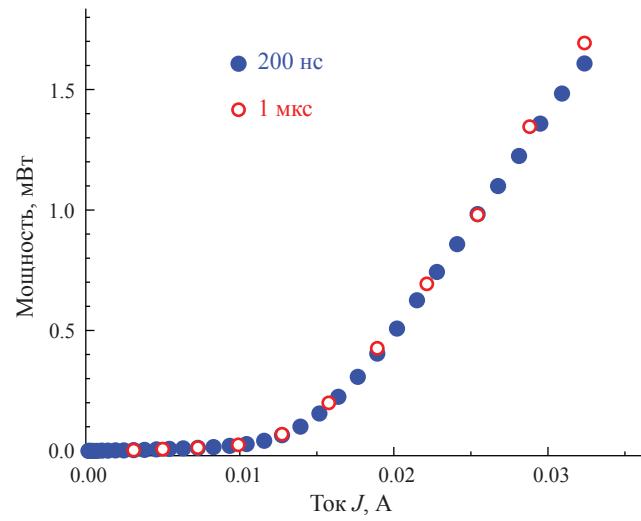


Рис. 1. Зависимость мощности излучения полупроводникового инжекционного поверхностно-излучающего лазера с вертикальным хиральным микрорезонатором в момент действия возбуждающего прямоугольного электрического импульса различной длительности от значения тока J , текущего через лазерную структуру. Длительность возбуждающего импульса 200 нс (сплошные символы) и 1 мкс (открытые символы). $T = 1.8$ К.

$J_{\text{th}} \approx 10$ мА наблюдается резкий рост мощности излучения, которая может превышать величину 1 мВт. Несомненно, наблюдаемая мощность не является большой по сравнению с имеющимися коммерческими инжекционными полупроводниковыми вертикально излучающими лазерами. Однако следует учесть, что исследованные лазерные структуры содержат всего 4 квантовые ямы в активной области и не были оптимизированы с целью достижения высоких мощностей излучения, а были изготовлены исключительно для того, чтобы продемонстрировать возможность реализации компактного лазерного источника циркулярно поляризованного света [14]. Важно отметить, что измеренная мощность лазера (см. рис. 1) не зависела от длительности возбуждающего электрического импульса. Это означает, что в использованных в наших экспериментах режимах импульсного возбуждения лазерная генерация имела квазистационарный характер.

На рис. 2 a и 2 b показаны в разных шкалах (двойной логарифмической – 2 a и линейной – 2 b) экспериментально измеренные зависимости интенсивности основной моды излучения лазера: сплошными точками в σ^+ циркулярной поляризации, а открытыми символами в σ^- поляризации от величины возбуждающего тока J , текущего через лазерную структуру. Данные получены при температуре образца 1.8 К и длительности прямоугольного возбуждающего электрического импульса 100 нс. Из рис. 2 a видно, что практически линейная зависимость интенсивности излучения лазерной структуры I от тока при малых значениях J сменяется ее резким сверхлинейным ростом при $J > J_{\text{th}}$. В линейном масштабе (рис. 2 b) это выглядит как начало развития лазерной генерации при очень близких значениях порогового тока в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях.

На рис. 2 c показана также экспериментально полученная степень циркулярной поляризации, которая определялась по стандартному соотношению $\rho_C = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где I^+ и I^- интенсивности излучения в σ^+ и σ^- циркулярной поляризации, соответственно. Видно, что резкий рост степени циркулярной поляризации ρ_C (в данном лазере до значений $\rho_C \approx 60\%$) также начинается вблизи значения тока $J \approx J_{\text{th}}$.

Можно отметить, что возрастание степени циркулярной поляризации при развитии лазерной генерации наблюдалось не только в инжекционных лазерах, изученных в [14–16], но и в подобных лазерных структурах с хиральными фотонными кристаллами на верхнем брэгговском зеркале, созданных для возбуждения мощными оптическими импульсами [19], где предпороговое значение $\rho_C \approx 35\%$ увеличивалось до $\rho_C \approx 80\%$ при развитой генерации. Такое же поведение ρ_C (возрастание с 20 % до значе-

ний >90 %) наблюдалось и в оптически спин-инжектированном вертикально-излучающем лазере [20], где, однако, порог генерации в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях существенно различался.

Исследуемые нами лазерные структуры имеют значительно «более слабую» хиральность по сравнению со структурами, изученными в работах [10–12, 19]. Расчетные значения ρ_C в спонтанном режиме в этих структурах, обусловленные их симметрией C_4 , составляют всего 5%–10% [14]. Это вполне согласуется с экспериментальными значениями для ρ_C ниже порога генерации (см. рис. 2 c). Рост величины ρ_C при развитии лазерной генерации должен объясняться нелинейным оптическим поведением системы. Даже в случае «слабой» хиральности пониженная симметрия структуры C_4 может обеспечивать чуть более низкий порог генерации для основной моды круговой поляризации, что, в свою очередь, может вызвать преобладание этой моды при возбуждающем токе J выше порогового значения J_{th} .

Хорошо известно, что коэффициент усиления лазерной среды зависит от разности заселенностей рабочих уровней лазера, которая определяется их накачкой, а также зависит от скорости перехода между этими уровнями, которая, в свою очередь, зависит от плотности усиливающихся фотонов в резонаторе. Это является причиной насыщения лазерного усилителя и приводит к его нелинейности [21]. В условиях квазистационарного режима лазерной генерации в наших экспериментах мы имеем зависимость потоков фотонов (нормированных на насыщающий поток фотонов) на входе X и на выходе Y лазерного усилителя, которая выражается следующей формулой [21]:

$$[\ln(Y) + Y] = [\ln(X) + X] + \gamma_0 \cdot d, \quad (1)$$

где γ_0 – пиковый коэффициент усиления, определяемый в случае полупроводникового инжекционного лазера током J , текущем через образец [22], а d – эффективная длина лазерного резонатора.

Используя данную упрощенную схему нелинейного поведения лазерного усилителя, которая задается формулой (1), были выполнены расчеты зависимости интенсивностей в циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- для сравнения с экспериментальными результатами, полученными в наших лазерах. При этом зависимость величины $\gamma_0 \cdot d$ от величины J/J_{th} была выбрана в виде, показанном на вставке к рис. 2 c , которая является типичной при описании поведения инжекционных полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами [22]. При расчетах было учтено, что в нашем случае первой начинает усиливаться мода с σ^+ циркулярной поляризацией. Кроме того, учитывалось некоторая неоднородность накачки для

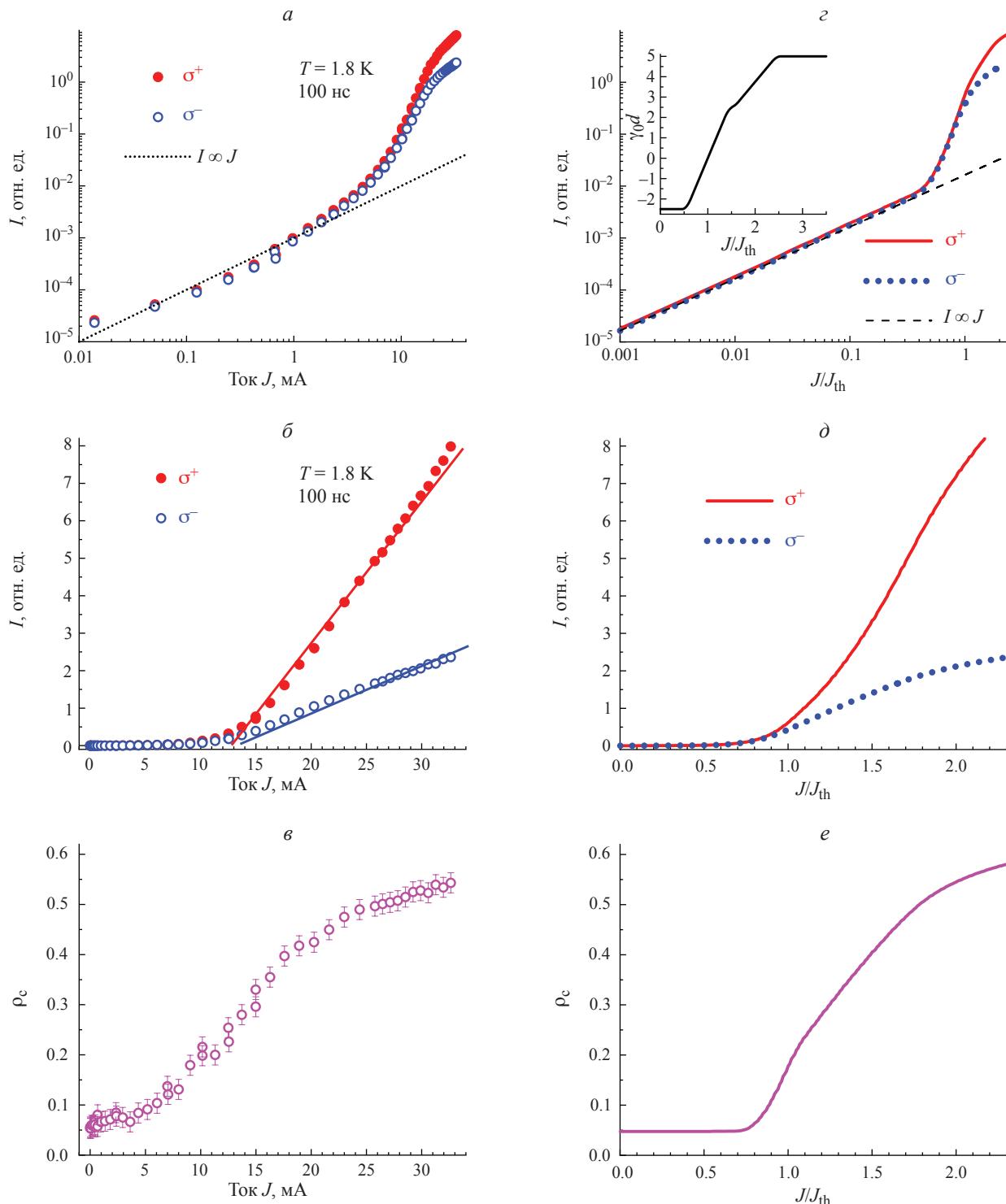


Рис. 2. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения I лазера с хиральным микрорезонатором в σ^+ (сплошные символы) и σ^- (открытые символы) циркулярных поляризациях от значения тока J , текущего через лазерную структуру, в двойной логарифмической (а) и линейной (б) шкалах. Экспериментальная зависимость степени циркулярной поляризации лазерного излучения ρ_c от тока J (в). Температура образца $T = 1.8$ К, длительность импульса возбуждения 100 нс. Модельные расчетные зависимости интенсивности лазерного излучения I в поляризациях σ^+ (сплошные кривые) и σ^- (точечные кривые) от значения возбуждающего тока J/J_{th} (г и д) и расчетная зависимость ρ_c (е). На вставке (г) показана использованная в расчетах зависимость коэффициента лазерного усиления $\gamma_0 d$ от J/J_{th} (см. текст). Штриховые прямые на (а) и (в) показывают линейную зависимость интенсивности излучения I от тока J .

протекающего тока J , связанная, в первую очередь, с кольцевой геометрией контактов и плоской геометрией лазерных структур, что и приводит к многомодовой генерации в исследованных лазерах [18].

На рис. 2 σ и 2 δ показаны в разных шкалах (двойной логарифмической – 2 σ и линейной – 2 δ) расчетные зависимости интенсивности излучения лазера: сплошными кривыми в σ^+ циркулярной поляризации, а точечными кривыми – в σ^- поляризации от величины возбуждающего тока J/J_{th} . Сравнение рис. 2 a и 2 σ , а также рис. 2 δ и 2 δ показывает, что как в логарифмическом, так и в линейном масштабе зависимости экспериментальных результатов и результатов модельных расчетов находятся в хорошем согласии, описывая все основные свойства поведения интенсивности лазерной генерации в поляризациях σ^+ и σ^- от величины возбуждающего тока J . Также зависимость степени циркулярной поляризации, наблюдаемой на эксперименте (рис. 2 σ), хорошо совпадает с расчетными зависимостями, представленными на рис. 2 e . Таким образом, важным выводом из проведенных расчетов является тот факт, что имеется достаточно простое объяснение тому, что даже в неоптимизированных структурах, обладающих очень «слабой» хиральностью в спонтанном режиме, при развитии лазерной генерации может наблюдаться высокая степень величины циркулярной поляризации излучения лазеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами были выполнены экспериментальные исследования интенсивности излучения в различных циркулярных поляризациях инжекционных поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным хиральным микрорезонатором на основе AlAs/(Al,Ga)As/GaAs. Показано, что несмотря на малую степень циркулярной поляризации излучения исследованных лазеров в спонтанном режиме $\rho_C \approx 5\%$, степень поляризации в режиме развитой генерации в качественных лазерных структурах может достигать значительных величин $\rho_C > 70\%$. Выполненные простые модельные расчеты позволяют объяснить это явление.

Авторы выражают благодарность С. Хёфлингу (S. Höffling) и Х. Шнайдеру (C. Schneider) за предоставленные образцы для исследований, В.Д. Кулаковскому и С.Г. Тиходееву за многочисленные полезные обсуждения, а Е.В. Филатову за помочь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Genevet P., Capasso F., Aieta F. et al. // Optica. 2017. V. 4. P. 139.
2. Hubener H., De Giovannini U., Schafer C. et al. // Nature Mater. 2021. V. 20. P. 438.
3. Sherson J.F., Krauter H., Olsson R.K. et al. // Nature. 2006. V. 443. P. 557.
4. He C., He H., Chang J. et al. // Light Sci. Appl. 2021. V. 10. P. 194.
5. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 047601.
6. Zhan X., Xu F.-F., Zhou Z. et al. // Adv. Mater. 2021. V. 33. Art. No. 2104418.
7. Xie Y.-Y., Ni P.-N., Wang Q.-H. et al. // Nature Nanotechnol. 2020. V. 15. P. 125.
8. Wen D., Crozier K.B. // APL Photonics. 2021. V. 6. Art. No. 080902.
9. Jia X., Kapraun J., Wang J. et al. // Optica. 2023. V. 10. P. 1093.
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., Пещеренко А.Б., Филатов Е.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 10. С. 615; Maksimov A.A., Peshcherenko A.B., Filatov E.V. et al. // JETP Lett. 2017. V. 106. No. 10. P. 643.
13. 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.
14. Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I. et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. Art. No. L021001.
15. 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.
16. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 8. С. 500; Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I. // JETP Lett. 2022. V. 116. No. 8. P. 500.
17. Максимов А.А., Филатов Е.В., Филатов В.В., Тартаковский И.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 182; Maksimov A.A., Filatov E.V., Filatov V.V., Tartakovskii I.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 155.
18. Максимов А.А., Тартаковский И.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 185; Maksimov A.A., Tartakovskii I.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 156.
19. Demenev A.A., Kulakovskii V.D., Schneider C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. Art. No. 171106.
20. Iba S., Koh S., Ikeda V., Kawaguchi H. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. Art. No. 081113.
21. Салех Б., Тейх М. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Т. 1. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2012. 760 с.
22. Салех Б., Тейх М. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Т. 2. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2012. 784 с.

Experimental studies of the generation thresholds of circularly polarized emission from injection semiconductor lasers

A. A. Maksimov*, I. I. Tartakovskii

Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

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

The dependences of the radiation intensity in various circular polarizations from injection surface-emitting lasers with a vertical chiral microresonator on the excitation current value were experimentally investigated. A sharp increase of the circular polarization degree of the laser emission from small values of $\approx 5\%$ to the values of $> 70\%$ was observed at a current exceeding the threshold value. Considering the nonlinear optical properties of laser resonators model calculations were performed, the calculation results are in good agreement with the experiment.

Keywords: semiconductor laser, generation threshold, circular polarization