

## Температурная зависимость циркулярно поляризованного излучения инжекционного полупроводникового лазера

А. А. Максимов<sup>1)</sup>, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский

*Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 30 августа 2022 г.

После переработки 30 августа 2022 г.

Принята к публикации 9 сентября 2022 г.

Исследована температурная зависимость стимулированного лазерного излучения с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных полупроводниковых наноструктурах в температурном диапазоне от гелиевых температур вплоть до  $\sim 140$  К. Исследования проводились на полупроводниковых лазерных структурах с электрической накачкой на основе планарных микрорезонаторов с GaAs квантовыми ямами внутри и с периодической квадратной решеткой фотонного кристалла хиральной симметрии, сформированного в результате частичного травления на верхнем брэгговском зеркале. При максимальных значениях импульсного тока, текущего через образец, наблюдалась развитая многомодовая лазерная генерация в виде спектрально очень узких полос с высокой степенью величины циркулярной поляризации излучения  $> 70\%$  вплоть до температур  $\sim 90$  К.

DOI: 10.31857/S1234567822200022, EDN: knydwg

Создание компактных устройств, с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных задач нанопотоники. По аналогии со спин-поляризованными инжекторами тока в спинтронике [1], где были предложены новые принципы работы приборов, в которых электронный спин наряду с зарядом используется для передачи и обработки информации [2, 3], компактные источники циркулярно поляризованного излучения открывают возможность их практического применения в таких бурно развивающихся областях, как квантовые технологии оптической записи и чтения квантовой информации и оптоэлектроника [4, 5].

Обычный способ получения света с круговой поляризацией заключается в использовании четвертьволновых пластинок из двулучепреломляющего материала, которые имеют сравнительно большую толщину. Для создания компактных лазеров с круговой поляризацией излучения возможно использование оптической или электрической инжекции спинов (так называемые спиновые лазеры) [6–8] или же использование в качестве активных сред оптических хиральных материалов, например, холестерических жидких кристаллов [9, 10]. Однако с практической точки зрения выгодны полностью твердотельные хиральные фотонные или плазмонные структуры, фотонные кристаллы и метаповерхности из-за их совме-

стимости с существующими и широко используемыми лазерными и полупроводниковыми технологиями [5, 11–16].

Возможность возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) с круговой поляризацией света в полупроводниковой гетероструктуре на основе обычных ахиральных полупроводников  $A^3B^5$  возникает [11, 12], когда в ее верхнем слое, путем частичного травления, формируется очень тонкая модулированная структура с хиральной симметрией. В таких наноструктурах неэквивалентность электромагнитных мод, циркулярно поляризованных по или против часовой стрелки, возникает из-за общей хиральной симметрии системы и может быть использована для создания компактных излучателей света с круговой поляризацией без приложения внешнего магнитного поля и без необходимости возбуждения циркулярно поляризованным светом или инжекции спин-поляризованных носителей.

Слой встроенных в полупроводниковую гетероструктуру квантовых точек InAs при оптической накачке может демонстрировать ФЛ с круговой поляризацией [12, 14, 15]. Циркулярно поляризованная ФЛ была получена в наноструктурах из обычных ахиральных полупроводников  $A^3B^5$  как в планарном волноводе GaAs, так и в микрорезонаторах с AlAs/(Al, Ga)As брэгговскими зеркалами, когда на верхнем слое структуры была образована пластина фотонного кристалла с квадратной решеткой с  $C_4$  хиральной симметрией точечной группы (т. е. без

<sup>1)</sup>e-mail: maksimov@issp.ac.ru

плоскостей зеркальной симметрии). В оптимизированных структурах степень циркулярной поляризации  $\rho_C$  ФЛ могла достигать величины  $\rho_C \sim 96\%$  по отношению к слабому неполяризованному бесструктурному фону ( $\rho_C \sim 81\%$  с учетом фона [15]). В полном соответствии с теоретическими расчетами [14, 15, 17] эти структуры демонстрируют сильную угловую зависимость спектров ФЛ [16], а знак ( $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ ) круговой поляризации коррелирует с соответствующей ориентацией фотонного кристалла.

Была также продемонстрирована возможность лазерной генерации с круговой поляризацией излучения [18] при оптической накачке микрорезонаторов AlAs/(Al, Ga)As с квантовыми ямами GaAs в активной области и пластиной фотонного кристалла с хиральной симметрией, вытравленной на верхнем брэгговском зеркале. Изготовление полупроводниковых микрорезонаторов с высокой добротностью и легированных брэгговских зеркал позволило реализовать поляритонный лазер с электрической накачкой со значительно более низким порогом генерации, чем обычные инжекционные полупроводниковые лазеры [19]. Следующий важный шаг в этом, также имеющем практическое значение, направлении был сделан в работах [20, 21], в которых была продемонстрирована реализация полупроводникового лазера с электрической накачкой с циркулярно поляризованным излучением. Лазерные структуры состояли из микрорезонатора AlAs/(Al, Ga)As, содержащего несколько квантовых ям GaAs в активной области, и пластины хирального фотонного кристалла, вытравленной в верхнем распределенном брэгговском отражателе (DBR). Было показано, что в таких устройствах при низкой температуре наблюдалась лазерная генерация при инжекции электрического тока в ближней инфракрасной области спектра с высокими степенями круговой поляризации, достигающими значений  $\sim 90\%$ , при этом направление круговой поляризации контролируется направлением хиральности фотонно-кристаллической пластины и меняется на противоположное в зеркально-симметричной структуре.

Целью настоящей работы было подробное исследование температурных зависимостей свойств генерации света в инжекционных полупроводниковых лазерных структурах, аналогичных исследованным в [21], параметры которых были исходно оптимизированы на область гелиевых температур, в максимально широком температурном интервале вплоть до  $\sim 140$  К.

На рисунке 1 схематически показана часть лазерной структуры, в которой при приложении электри-

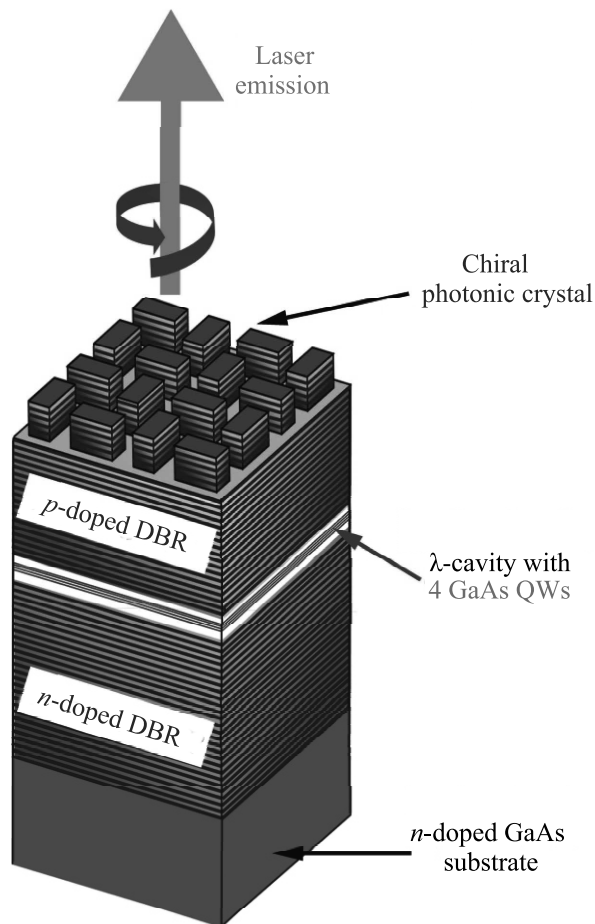


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема лазерной структуры, излучающей циркулярно поляризованный свет

ческого напряжения в режиме развитой лазерной генерации излучается циркулярно поляризованный свет. Образец был выращен на ориентированной (100) *n*-допированной GaAs подложке методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследовались лазеры, выращенные на основе  $\lambda$ -микрорезонатора  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ . В пучности электрического поля в центре микрорезонатора располагались четыре квантовые ямы из GaAs шириной 7 нм, разделенные 4 нм  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  барьерами. 27 *n*-допированных кремнием пар слоев AlAs/ $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$  составляли нижнее брэгговское зеркало микрорезонатора, а верхнее содержало 23.5 пары слоев, *p*-допированных углеродом. На верхнем брэгговском зеркале были вытравлены на глубину до середины пятого сверху слоя  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$  фотонные кристаллы с квадратными элементарными ячейками с различным знаком хиральности. Знак хиральности определялся направлением закрученности (по часовой стрелке или против) вытянутых прямоугольников с соотношением длин сторон 2 : 1, лежащих в основаниях

четырёх микростолбиков, из которых состоит элементарная ячейка фотонного кристалла [21]. Период фотонного кристалла был равен 880 нм, а размеры длинных сторон прямоугольников изменялись от 256 до 280 нм в различных лазерных наноструктурах. Каждая отдельная вертикально излучающая лазерная структура представляла собой параллелепипед с размерами основания  $60 \times 60 \text{ мкм}^2$ , на верхнем зеркале которого, внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером  $36 \times 36 \text{ мкм}^2$ . Общая площадь образца составляла величину порядка  $1 \text{ см}^2$ , на которой размещалось несколько сотен независимых лазерных структур. Микрорезонатор имел плавно меняющуюся толщину ( $\sim 228 \text{ нм}$ ) в зависимости от места на образце, что обеспечивало изменение спектрального положения фотонного резонанса микрорезонатора в разных лазерных структурах и его отстройку от экситонного уровня в GaAs квантовых ямах.

Образец помещался в оптический гелиевый криостат с регулируемой температурой. Спектры излучения регистрировались в направлении, близком к нормали к поверхности образца с помощью спектрометра, оснащенного охлаждаемым ССД детектором. Максимальное спектральное разрешение измерительной системы составляло  $\sim 40 \text{ мкэВ}$ .

Оптимальные условия для наблюдения мощной лазерной генерации в исследованных структурах достигались при импульсном электрическом возбуждении прямоугольными импульсами с длительностями в диапазоне от  $\sim 0.1 \text{ мкс}$  до  $\sim 1 \text{ мс}$  со скважностью  $\sim 1:100$ . Максимальные значения импульсного тока  $J$ , текущего через различные лазерные структуры, не превышали  $\sim 40 \text{ мА}$  при самых коротких электрических импульсах возбуждения.

Развитая лазерная генерация с высокой степенью циркулярной поляризации излучения  $\rho_C \gtrsim 70\%$  была получена вплоть до температур  $\simeq 90 \text{ К}$ . На рисунке 2 представлены спектры излучения одного из лазеров при возбуждении импульсами длительностью  $1 \text{ мкс}$  в  $\sigma^+$  (сплошные кривые) и  $\sigma^-$  (точечные кривые) циркулярных поляризациях при различных значениях текущего через образец импульсного тока  $J$ . Спектры регистрировались по направлению, близкому к нормали образца при температуре  $90 \text{ К}$ . При малых значениях импульсного тока наблюдался спектральный сдвиг линии излучения на величину  $\sim 1.5 \text{ мэВ}$ . При дальнейшем увеличении тока возникает несколько узких мод лазерной генерации и наблюдается резкий сверхлинейный рост их интенсивности и сужение спектральной ширины.

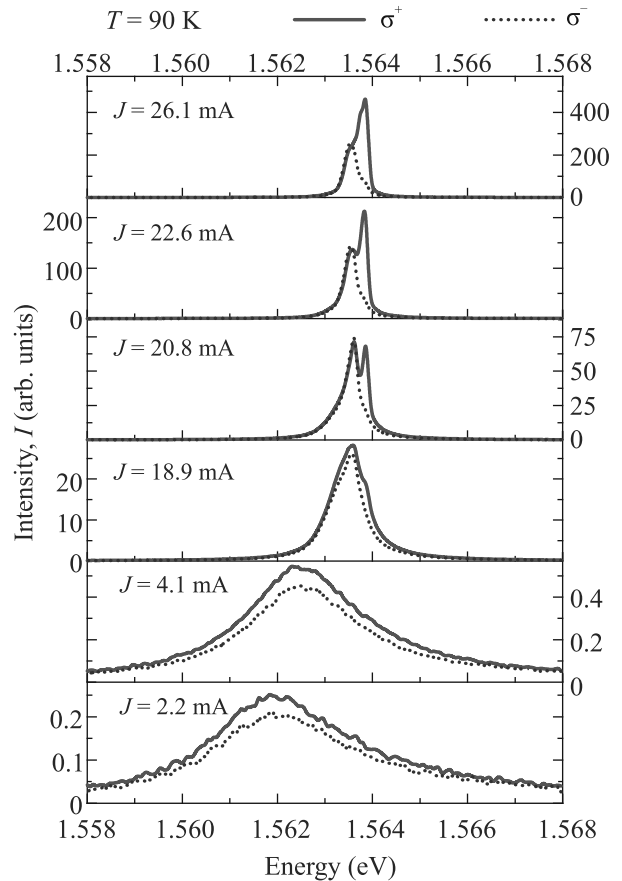


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменения спектров излучения хиральной полупроводниковой лазерной структуры в  $\sigma^+$  (сплошные кривые) и  $\sigma^-$  (точечные кривые) циркулярной поляризации с ростом значений импульсного тока  $J$ : 2.2, 4.1, 18.9, 20.8, 22.6 и 26.1 мА. Длительность импульса возбуждения  $1 \text{ мкс}$ , температура  $T = 90 \text{ К}$

В целом, спектральные характеристики излучения, наблюдаемые при увеличении тока, текущего через лазерную структуру, при различных температурах  $\lesssim 90 \text{ К}$  не сильно отличаются от характеристик, исследованных при низких  $\sim 2 \text{ К}$  температурах [21]. Типичные зависимости интенсивности лазерного излучения, измеренные при различных температурах в диапазоне от  $2$  до  $90 \text{ К}$ , от текущего через образец импульсного тока  $J$  представлена на верхней панели рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что линейная зависимость интенсивности излучения при малых токах, сменяется ее резким сверхлинейным ростом при достижении пороговых значений тока  $J_{th}$ , которые несколько возрастают при повышении температуры.

Нижняя панель рис. 3 демонстрирует, что степень циркулярной поляризации излучения  $\rho_C$ , кото-

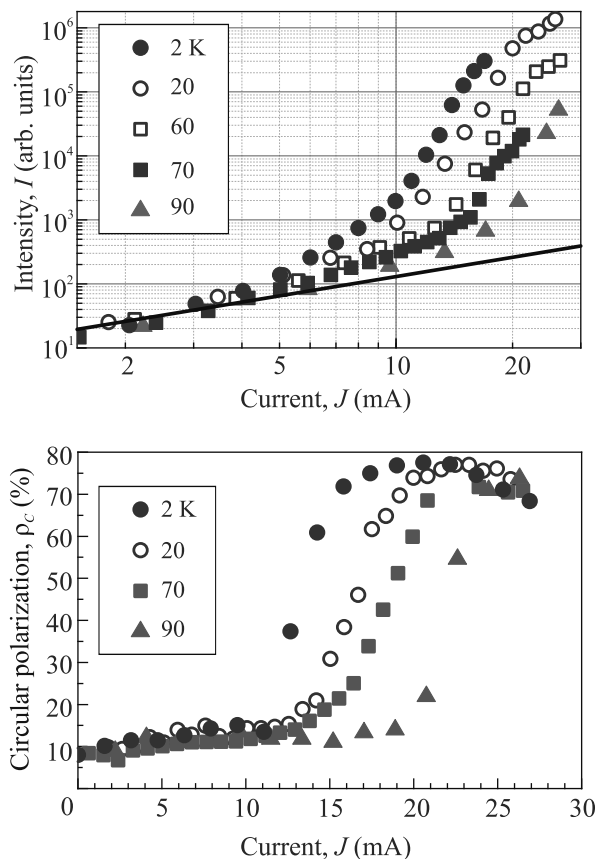


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости интенсивности  $I$  (верхняя панель) и степени циркулярной поляризации  $\rho_C$  (нижняя панель) излучения полупроводникового лазера на основе хирального микрорезонатора от величины импульсного тока возбуждения  $J$  (длительность импульса 1 мкс), измеренные при различных температурах. Прямая линия на верхней панели отвечает линейной зависимости величины  $I$  от  $J$

рая определяется как  $\rho_C = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ , где  $I^+$  и  $I^-$  – интенсивность лазерного излучения в  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризациях, соответственно, при низких токах (в спонтанном режиме) имеет относительно низкие значения  $\rho_C \sim 10\%$ , а, начиная с пороговых значений импульсного тока при его увеличении, наблюдается резкий рост степени циркулярной поляризации лазерного излучения до величины  $\rho_C \gtrsim 70\%$ . Причины такого поведения степени циркулярной поляризации при изменении величины возбуждающего тока, связанные с конкуренцией различных мод лазерной генерации, в не полностью оптимизированных лазерных структурах в режиме многомодовой генерации подробно обсуждались в работах [18, 21].

Длина волны излучения  $\lambda$  основной полосы генерации в исследованных лазерных структурах определяется соотношением  $\lambda = n \cdot d$ , где  $n$  – эффек-

тивный показатель преломления (Al, Ga)As материала микрорезонатора, а  $d$  – точное значение толщины микрорезонатора в месте расположения лазера на образце. Изменение показателя преломления с температурой приводит к спектральному смещению линий лазерной генерации в красную сторону на величины  $\sim 5$  мэВ при изменении температуры от 2 до 140 К. На верхней панели рис. 4 точка

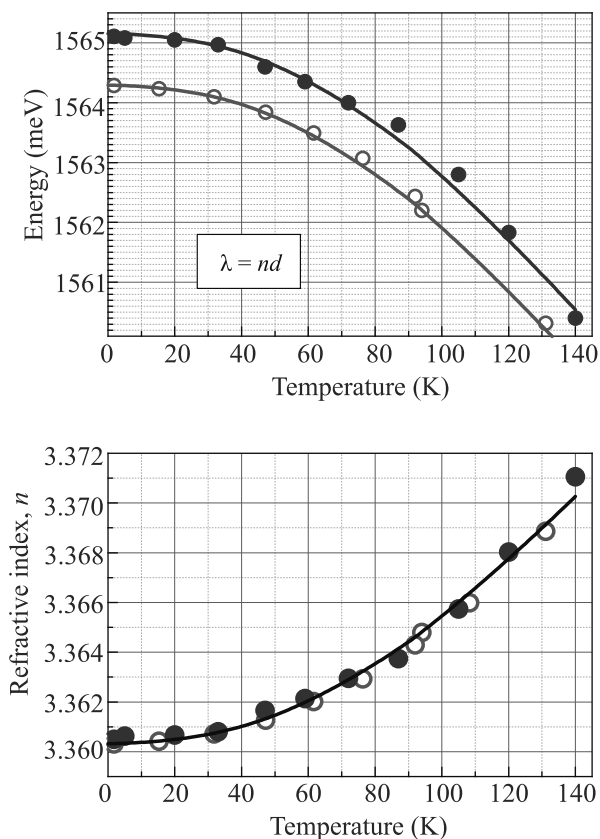


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость спектрального положения линий генерации света двух различных лазеров с близкими параметрами (верхняя панель) и эффективного показателя преломления  $n$  (Al, Ga)As материала микрорезонатора (нижняя панель) от температуры

ми показано спектральное положение линий генерации двух различных лазерных структур с близкими параметрами и слабо различающимися толщинами микрорезонатора. Используя простейшую одноосцилляторную модель для зависимости показателя преломления  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  от температуры [22], можно хорошо описать наблюдаемый на эксперименте красный сдвиг линий генерации – сплошные линии на верхней панели рис. 4. Можно восстановить и само температурное поведение эффективного показателя преломления и его изменение на величину

$\sim 0.01$  в этом температурном интервале материала  $\lambda$ -микрорезонатора (сплошная линия на нижней панели рис. 4) при учете различия номинальных толщин в месте расположения двух лазеров  $\sim 1.5 \text{ \AA}$ .

В исследованных наноструктурах лазерная генерация наблюдалась при электрической накачке вплоть до температур  $T \gtrsim 140 \text{ K}$  (рис. 5). На верхней

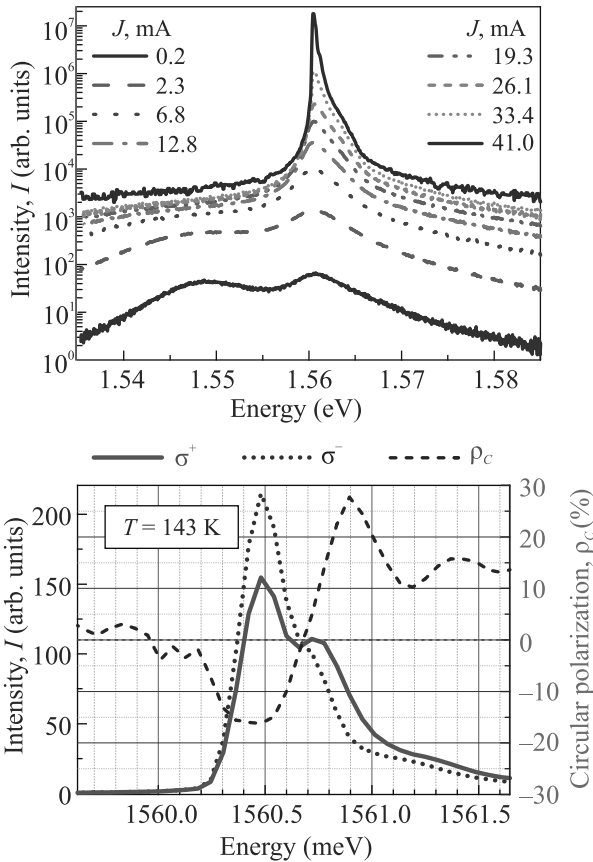


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектры излучения хиральной полупроводниковой лазерной структуры при различных значениях импульсного тока  $J$  длительности  $0.1 \text{ мкс}$  (верхняя панель). Спектры в  $\sigma^+$  (сплошная кривая) и  $\sigma^-$  (точечная кривая) циркулярной поляризации при величине импульсного тока  $J \approx 41 \text{ мА}$  и степень циркулярной поляризации излучения  $\rho_c$  (пунктирная кривая) полупроводникового лазера на основе хирального микрорезонатора (нижняя панель). Температура  $T = 143 \text{ K}$

панели рис. 5 показано изменение спектров излучения одной из лазерных структур при возбуждении импульсами длительностью  $0.1 \text{ мкс}$  при различных возбуждающих токах. При температуре  $143 \text{ K}$  также наблюдается спектральное сужение линий генерации и сверхлинейный рост их интенсивности. Однако, как видно из нижней панели рис. 5, где подробно показаны спектры в двух различных циркулярных поляризациях излучения при максимальном возбуж-

дающем токе  $J \approx 41 \text{ мА}$  и спектральная зависимость их степени поляризации  $\rho_c$ , максимальные значения степени поляризации различных мод генерации не превышают по модулю величины  $20\text{--}30\%$ .

Таким образом, мы продемонстрировали, что в исследованных полупроводниковых лазерных структурах на основе брэгговского микрорезонатора  $\text{AlAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$  с хирально вытравленным сегментом фотонного кристалла на верхнем отражателе можно при электрической накачке получать лазерное излучение в широком температурном диапазоне с высокой ( $\rho_c \gtrsim 70\%$ ) степенью циркулярной поляризации излучения до температур  $T \gtrsim 90 \text{ K}$ , а с более низкой – вплоть до  $T \gtrsim 140 \text{ K}$ . Такие структуры являются компактными источниками лазерного излучения с круговой поляризацией, знак которой может быть задан на этапе изготовления за счет симметрии хирального фотонно-кристаллического зеркала. Можно ожидать, что адаптация конструкции использованных лазеров позволит реализовать устройства, работающие при комнатной температуре [18]. Также можно предположить, что оптимизированные структуры смогут работать в режиме сильной связи, обеспечивая сверхнизкие пороги генерации благодаря большой поляритонной нелинейности [19].

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

Работа частично поддержана проектом Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00534.

1. X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 056601 (2005).
2. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, ed. by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Springer, Heidelberg (2002).
3. *Spin physics in semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2008).
4. P. Genevet, F. Capasso, F. Aieta, M. Khorasaninejad, and R. Devlin, *Optica* **4**, 139 (2017).
5. H. Hübener, U. De Giovannini, C. Schäfer, J. Andberger, M. Ruggenthaler, J. Faist, and A. Rubio, *Nat. Mater.* **20**, 438 (2021).
6. H. Ando, T. Sogawa, and H. Gotoh, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 566 (1998).
7. M. Lindemann, G. Xu, T. Pusch, R. Michalzik, M. R. Hofmann, I. Žutić, and N. C. Gerhardt, *Nature* **568**, 212 (2019).

8. I. Žutić, G. Xu, M. Lindemann, P. E. Faria Jr, J. Lee, V. Labinac, K. Stojšić, G. M. Sipahi, M. R. Hofmann, and N. C. Gerhardt, *Solid State Commun.* **316-317**, 113949 (2020).
9. V. I. Kopp, B. Fan, H. K. M. Vithana, and A. Z. Genack, *Opt. Lett.* **23**, 1707 (1998).
10. N. Y. Ha, Y. Ohtsuka, S. M. Jeong, S. Nishimura, G. Suzuki, Y. Takanishi, K. Ishikawa, and H. Takezoe, *Nat. Mater.* **7**, 43 (2008).
11. K. Konishi, B. Bai, X. Meng, P. Karvinen, J. Turunen, Y. P. Svirko, and M. Kuwata-Gonokami, *Opt. Express* **16**, 7189 (2008).
12. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 057402 (2011).
13. N. Shitrit, I. Yulevich, E. Maguid, D. Ozeri, D. Veksler, V. Kleiner, and E. Hasman, *Science* **340**, 724 (2013).
14. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **89**, 045316 (2014).
15. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Geßler, M. Kamp, and S. Höfling, *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015).
16. А. А. Максимов, А. Б. Пещеренко, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский, В. Д. Кулаковский, С. Г. Тиходеев, С. В. Лобанов, Х. Шнайдер, С. Хефлинг, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 615 (2017).
17. S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, *Opt. Lett.* **40**, 1528 (2015).
18. A. A. Demenev, V. D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Brodbeck, M. Kamp, S. Hoefling, S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 171106 (2016).
19. C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lerner, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, and S. Höfling, *Nature* **497**, 348 (2013).
20. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский, *Известия РАН. Серия физическая* **85**, 241 (2021).
21. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, and S. Höfling, *Phys. Rev. Applied* **17**, L021001 (2022).
22. M. F. Afromowitz, *Solid State Commun.* **15**, 59 (1974).