

Поверхностно-излучающие квантово-каскадные лазеры с дифракционной решеткой, сформированной методом прямой ионной литографии

© А.В. Бабичев¹, Д.А. Михайлов², Е.С. Колодезный¹, А.Г. Гладышев¹, Г.В. Вознюк², М.И. Митрофанов^{2,3}, Д.В. Денисов⁴, С.О. Слипченко², А.В. Лютецкий², В.В. Дюделев², В.П. Евтихийев², Л.Я. Карачинский¹, И.И. Новиков¹, Г.С. Соколовский², Н.А. Пихтин², А.Ю. Егоров⁵

¹ Национальный исследовательский университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197022 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет
им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: a.babichev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 25 июня 2022 г.

Принята к публикации 5 июля 2022 г.

Представлены результаты исследований квантово-каскадных лазеров спектрального диапазона 7.5–8.0 мкм с кольцевым резонатором и поверхностным выводом излучения. Дифракционная решетка 2-го порядка с расчетной величиной коэффициента связывания $\sim 9 \text{ см}^{-1}$ сформирована на всей поверхности кольцевого резонатора методом прямой литографии сфокусированным ионным пучком. Продемонстрирована многомодовая лазерная генерация с поверхностным выводом излучения при комнатной температуре вблизи 7.75 мкм с пороговой плотностью тока $\sim 8 \text{ кА/см}^2$ при внешнем радиусе кольцевого резонатора 202 мкм. Результаты исследования распределения интенсивности в зоне дальнего поля вблизи нормали к поверхности показали наличие двух максимумов. Показано, что реализованного коэффициента связывания недостаточно для обеспечения одночастотного режима генерации в исследуемых квантово-каскадных лазерах с кольцевым резонатором.

Ключевые слова: сверхрешетки, квантово-каскадный лазер, эпитаксия, фосфид индия, прямая ионная литография.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53414.9857

1. Введение

Перспективные системы детектирования химических элементов (chemical fingerprinting) [1,2] связаны с необходимостью создания источников и приемников излучения длинноволнового инфракрасного спектрального диапазона. Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) и квантово-каскадные детекторы (ККД) представляют интерес для создания данного класса систем, обусловленных возможностью их интеграции на одном чипе [3,4] для создания как газовых датчиков, так и датчиков микрофлюидики (microfluidic sensing) [5].

Использование конструкции кольцевого резонатора, наряду с формированием дифракционной решетки 2-го порядка в слоях верхней обкладки волновода, позволяет осуществить поверхностный вывод излучения [6]. Такой подход, ввиду отсутствия дополнительных оптических потерь на зеркалах, типичных для полосковых лазеров, позволил впервые реализовать поверхностную лазерную

генерацию в непрерывном режиме токовой накачки при комнатной температуре с выходной оптической мощностью $\sim 0.5 \text{ Вт}$ [7,8]. Использование технологии заравнивания кольцевого резонатора полуизолирующим фосфидом индия позволило реализовать частотные гребенки при непрерывном режиме токовой накачки [9–11].

Типичное дальнее поле ККЛ с кольцевым резонатором представлено в форме концентрических колец с минимумом интенсивности в центре и азимутальной поляризацией излучения [7]. В свою очередь для ряда применений требуется реализация максимума интенсивности в центре дальнего поля. Было предложено несколько подходов для формирования максимума интенсивности в центре дальнего поля ККЛ с кольцевым резонатором: реализация двойного резкого фазового сдвига на величину π , отстоящих друг от друга на 180° [12–14]; смещение периода решетки в горизонтальной плоскости на величину $\Lambda/4$ (grating offset), где Λ — период дифракционной решетки [15]; поворот штрихов дифракционной решет-

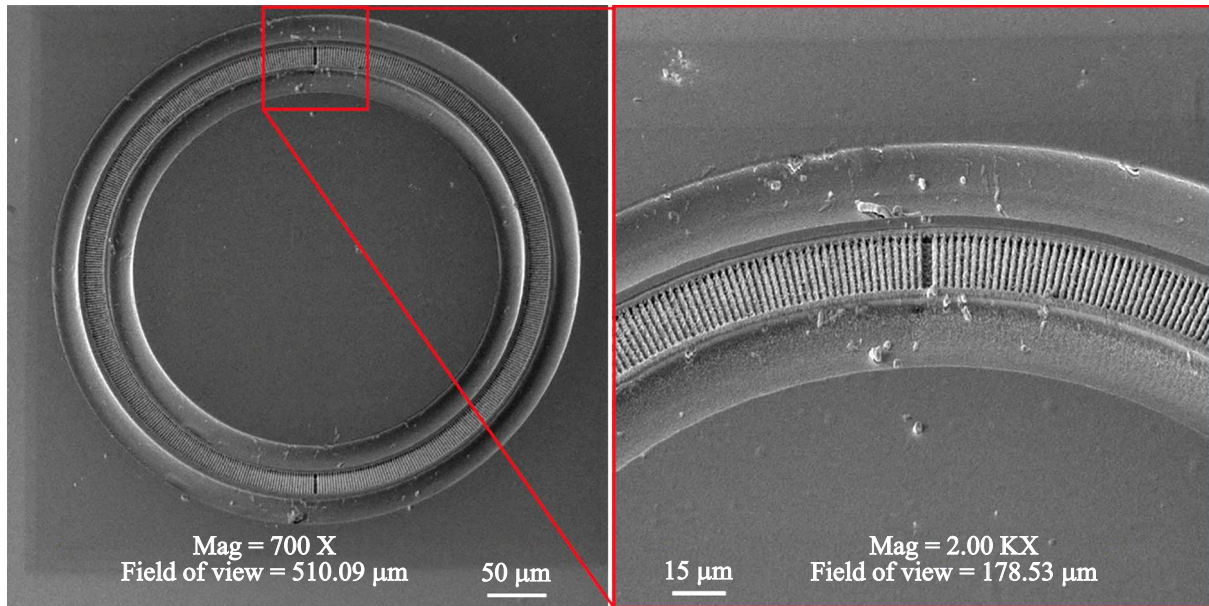


Рис. 1. СЭМ-изображение ККЛ с кольцевым резонатором. Слева — общий вид, справа — увеличенное изображение в области фазового сдвига.

ки [15]; реализация двойной дифракционной решетки, в которой внутренняя решетка смещена на величину π относительно внешней решетки [16], а также реализация монолитно-интегрированных на подложке плоских линз за счет формирования слоев метаматериала с градиентом показателя преломления [13,16].

В настоящей работе представлены первые результаты по формированию и исследованию ККЛ с кольцевым резонатором с дифракционной решеткой 2-го порядка, сформированной на всей длине кольцевого резонатора методом прямой ионной литографии сфокусированным ионным пучком. Использована конструкция с наличием двойного резкого фазового сдвига на величину π [12–14].

2. Экспериментальные образцы

Метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МЛЭ) был использован для формирования многопериодной гетероструктуры ККЛ [17]. На подложке фосфида индия после формирования буферного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (0.5 мкм) проведена эпитаксия слоев каскада, которые были сформированы на основе механически ненапряженной, по отношению к подложке InP , гетеропары $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Выброс носителей заряда в следующий период активной области осуществлялся за счет применения схемы с двухфононным опустошением нижнего уровня. Активная область сформирована на основе 50 идентичных периодов с толщиной 52.7 нм. Для создания верхней обкладки волновода был использован слой фосфида индия толщиной 3.9 мкм с концентрацией кремния $1.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В качестве контактных слоев были использованы слои $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с суммарной тол-

щиной 120 нм и концентрацией кремния вблизи поверхности $1.0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При формировании кристаллов кольцевых резонаторов была использована конструкция мезы с двойной канавкой (double trench) [18–20].

Внешний радиус кольцевого резонатора вблизи поверхности, измеренный по СЭМ-изображению, представленному на рис. 1, составил 202 мкм. Ширина кольцевого резонатора — 26 мкм. Монтаж кристалла лазера проводился подложкой вниз на медный теплоотвод при помощи индиевого припоя. Травление дифракционной решетки по всей длине кольцевого резонатора проводилось в сверхвысоком вакууме сфокусированным пучком галлия с энергией ионов 30 кэВ и рабочим током 2000 пА [21].

Ионная доза при травлении штрихов дифракционной решетки составляла $1.4 \cdot 10^{11} \text{ пК/см}^2$. Период дифракционной решетки в угловых координатах составил 0.72° (соответствует периоду $\Lambda = 2.375 \text{ мкм}$ для длины кольцевого резонатора $L = 1.188 \text{ мм}$). Сквозность — 50%. Глубина травления штрихов в слоях гетероструктуры составила $600 \pm 50 \text{ нм}$ ($1200 \pm 50 \text{ нм}$ с учетом толщины металлизации). В рамках подхода на основе рассмотрения связанных волн (coupled-mode theory) [22], применимого для случая малого изменения действительной части показателя преломления, для сформированной дифракционной решетки расчетная величина коэффициента связывания κ составила $\sim 9 \text{ см}^{-1}$ ($\kappa L \approx 1$), что соотносится с ранее представленными результатами для реализации одночастотной генерации ($\sim 8 \text{ см}^{-1}$, $\kappa L \approx 1$ [23], $\kappa \sim 12 \text{ см}^{-1}$, $\kappa L \approx 1.5$ [24]).

При углах следования 90° и 270° ширина вытравленного штриха была удвоена для реализации фазового сдвига на величину π (см. рис. 1, правая панель).

Спектры генерации ККЛ регистрировались фурье-спектрометром Bruker Vertex 70v со спектральным разрешением 0.2 см^{-1} . Измерение зависимости интенсивности излучения от амплитуды токовой накачки в импульсном режиме проводилось по нормали к плоскости кольцевого резонатора на расстоянии от собирающей линзы Thorlabs C036TME-E $\sim 1 \text{ см}$. Частота повторения импульсов составила 8.5 кГц , длительность импульсов — 75 нс . Измерения распределения интенсивности в зоне дальнего и ближнего полей, а также спектров генерации проводились при импульсной накачке лазера с частотой повторения импульсов 48 кГц и длительностью импульсов 75 нс . Температура теплоотвода ККЛ при проведении всех экспериментов составляла 291 К . Ближнее поле ККЛ с кольцевой геометрией резонатора регистрировалось при помощи болометрической камеры Dataray WinCamD-IR-BB, и оптический суммарный коэффициент увеличения системы составил 8.75 . Регистрация распределения интенсивности излучения лазера в зоне дальнего поля осуществлялась без использования оптических систем сбора излучения при помощи фотоприемника Vigo PVI-4TE-10.6, расположенного на гониометре на расстоянии 7 см [25]. Помехозащищенность системы измерений обеспечивалась техникой синхронного детектирования.

3. Результаты и обсуждение

Зависимость интегральной интенсивности излучения от уровня токовой накачки представлена на рис. 2, а на вставке приведено изображение сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Пороговый ток I_{th} составил $\sim 2.5 \text{ А}$, что соответствует пороговой плотности тока $j_{\text{th}} \sim 8 \text{ кА/см}^2$. Таким образом, формирование дифракционной решетки на всей поверхности кольцевого резонатора привело к росту порогового тока с 6.7 кА/см^2 , как сообщалось ранее [20], до 8.0 кА/см^2 . Насыщение ватт-амперной характеристики наблюдается при значении тока $1.8I_{\text{th}}$. С учетом величины дифференциального усиления для исследуемого типа гетероструктуры ($g\Gamma \approx 3.3 \text{ см/кА}$ [20], где g — дифференциальное усиление, Γ — фактор оптического ограничения, проведена оценка полных оптических потерь в исследуемом лазере: $\alpha_{\text{Ring}} = j_{\text{th}}g\Gamma \approx 26 \text{ см}^{-1}$. С учетом оценочной величины полных внутренних потерь для ККЛ с кольцевым резонатором без формирования дифракционной решетки (22 см^{-1} [20]) величина оптических потерь, связанных с выводом излучения через слои дифракционной решетки, составила $\sim 4 \text{ см}^{-1}$. Величина потерь на зеркалах α_m в полусовом лазере аналогичной длины резонатора L , полученная на основе выражения $\alpha_m = \ln(R_{\text{eff}})/L$, где $R_{\text{eff}} = (n_{\text{eff}} - 1)^2 / (n_{\text{eff}} + 1)^2$ [20], составила $\sim 11 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, потери на вывод излучения в кольцевом резонаторе практически в 3 раза меньше величины потерь в полукольцевых лазерах аналогичной длины резонатора, что, по-видимому, обус-

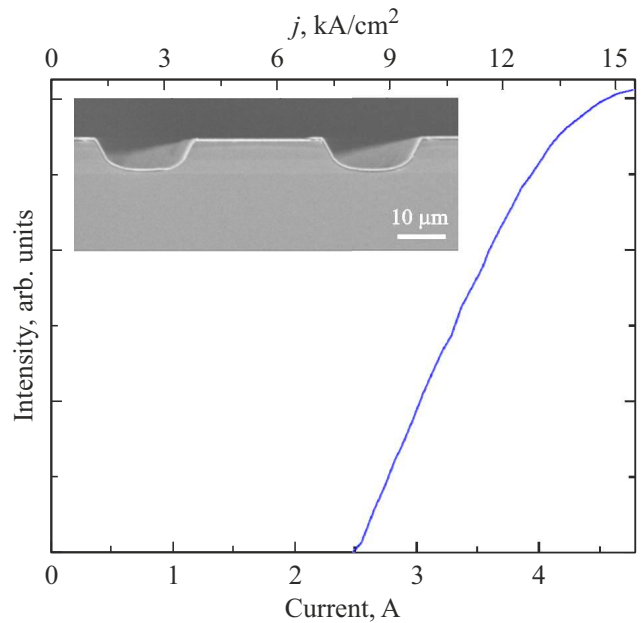


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности излучения от уровня токовой накачки. На вставке приведено СЭМ-изображение фрагмента скола кристалла ККЛ с кольцевым резонатором, демонстрирующее формирование мезы с двойной канавкой.

ловлено малой глубиной травления штрихов дифракционной решетки.

Спектры поверхностной лазерной генерации показаны на рис. 3. Спектр генерации представлен пятью линиями, которые соответствуют пяти азимутальным модам вблизи 7.75 мкм , в отличие от работы [6], где спектр представлен 40 азимутальными модами. В то же время одночастотной генерации аналогично [7] реализовать не удалось, что, по-видимому, обусловлено недостаточным коэффициентом связывания. Ранее было показано [26], что понижение температуры, возможно, позволит реализовать одночастотный режим генерации при таких параметрах решетки, однако для реализации одночастотного режима генерации при комнатной температуре потребуется увеличение коэффициента связывания.

По величине межмодового расстояния для мод шепчущей галереи проведена оценка величины группового показателя преломления $n_{\text{gr}} = 3.39$.

Если предположить, что оптическая мода с длиной волны излучения 7.743 мкм является фундаментальной, то на основе выражения $n_{\text{eff}}(\lambda) = \lambda/\Lambda$ величина эффективного показателя преломления n_{eff} составляет 3.26 . На основе выражения $n_{\text{gr}} = n_{\text{eff}}(\lambda) - \lambda dn_{\text{eff}}(\lambda)/d\lambda$, величина, характеризующая дисперсию показателя преломления, $dn_{\text{eff}}(\lambda)/d\lambda = 0.0167 \text{ мкм}^{-1}$. Увеличение уровня токовой накачки до 4 А приводит к повышению интенсивности мод высшего порядка и длинноволновому сдвигу спектрального положения мод.

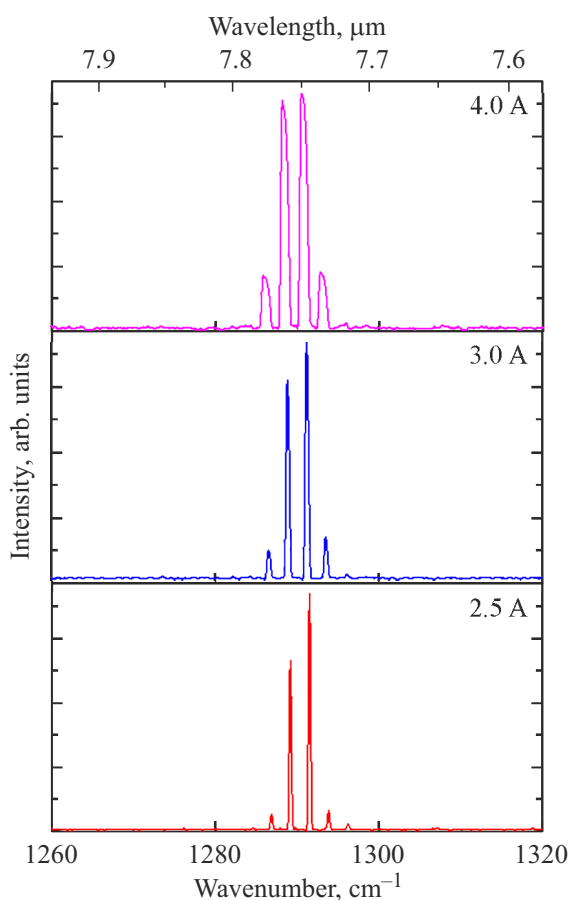


Рис. 3. Отнормированные по интенсивности спектры поверхностной генерации кольцевых ККЛ, измеренные при различных уровнях токовой накачки.

По величине сдвига положения отдельных мод была оценена величина разогрева лазера. С учетом величины $\Delta\lambda/\Delta T = 0.56 \text{ нм/К}$ [27]) оценочное значение нагрева лазера с увеличением уровня токовой накачки до 4 А составило $\sim 6^\circ\text{C}$.

Результаты исследования распределения интенсивности в зоне ближнего поля представлены на рис. 4. При токе накачки 2.5 А распределение интенсивности ближнего поля соответствует области кольцевого резонатора (области дифракционной решетки, через кото-

рую осуществляется поверхностный вывод излучения). Стоит отметить наличие неоднородности интенсивности при различных азимутальных углах, которое также наблюдалось ранее [12] и может быть обусловлено неоднородностью токовой накачки, либо неоднородностью глубины травления вдоль кольцевого резонатора. Наряду с наличием излучения, соответствующего радиусу кольцевого резонатора, также наблюдается наличие дополнительных интерференционных колец меньшего радиуса, аналогично ранее представленным результатам [1,12,15,16,28]. Максимумы интенсивности, расположенного в центре интерференционных колец, обусловленного отражением на линзах, как сообщалось ранее [1], не обнаружено.

Дополнительные эксперименты по измерению ближнего поля при прохождении излучения через линейный поляризатор света [7,12,16] позволяют подтвердить азимутальную поляризацию света [29].

Результаты исследования распределения интенсивности в зоне дальнего поля в плоскости XZ представлены на рис. 5. Схематическое изображение расположения образца на теплоотводе наряду с направлением осей XYZ представлено на рис. 5, b. На диаграмме направленности излучения наблюдается три лепестка: излучение, выходящее по нормали к плоскости образца (вблизи 0°), вблизи -75° , и излучение при угле вывода вблизи 110° .

Распределение интенсивности дальнего поля вблизи 0° (соответствует нормали к поверхности [6]) представляет собой два максимума, аналогично [6], что обусловлено многомодовым режимом генерации. Полная ширина распределения интенсивности дальнего поля, измеренная на полувысоте, составила $\sim 20^\circ$ (величина $1/e^2 \approx 25^\circ$). В одночастотном режиме генерации дальнее поле должно быть представлено набором дифракционных концентрических колец [30] с расстоянием между кольцами (diffraction fringe distance), определяемым на основе выражения $\sin(2\Theta) = (k + m/2)\lambda/R$ [7], где R — радиус кольцевого резонатора, k — порядок дифракции, m — номер азимутальной моды, на которой наблюдается генерация. В случае генерации на фундаментальной моде оценочное значение расстояния между концентрическими кольцами для исследуемого ККЛ должно составлять 1.2° . Однако многомодовый режим генерации, наблюдаемый в эксперименте, приводит

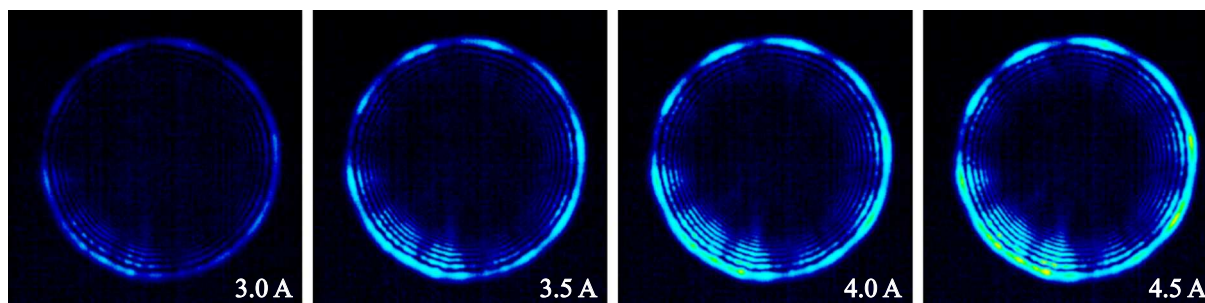


Рис. 4. Распределения интенсивности в зоне ближнего поля при различных уровнях токовой накачки.

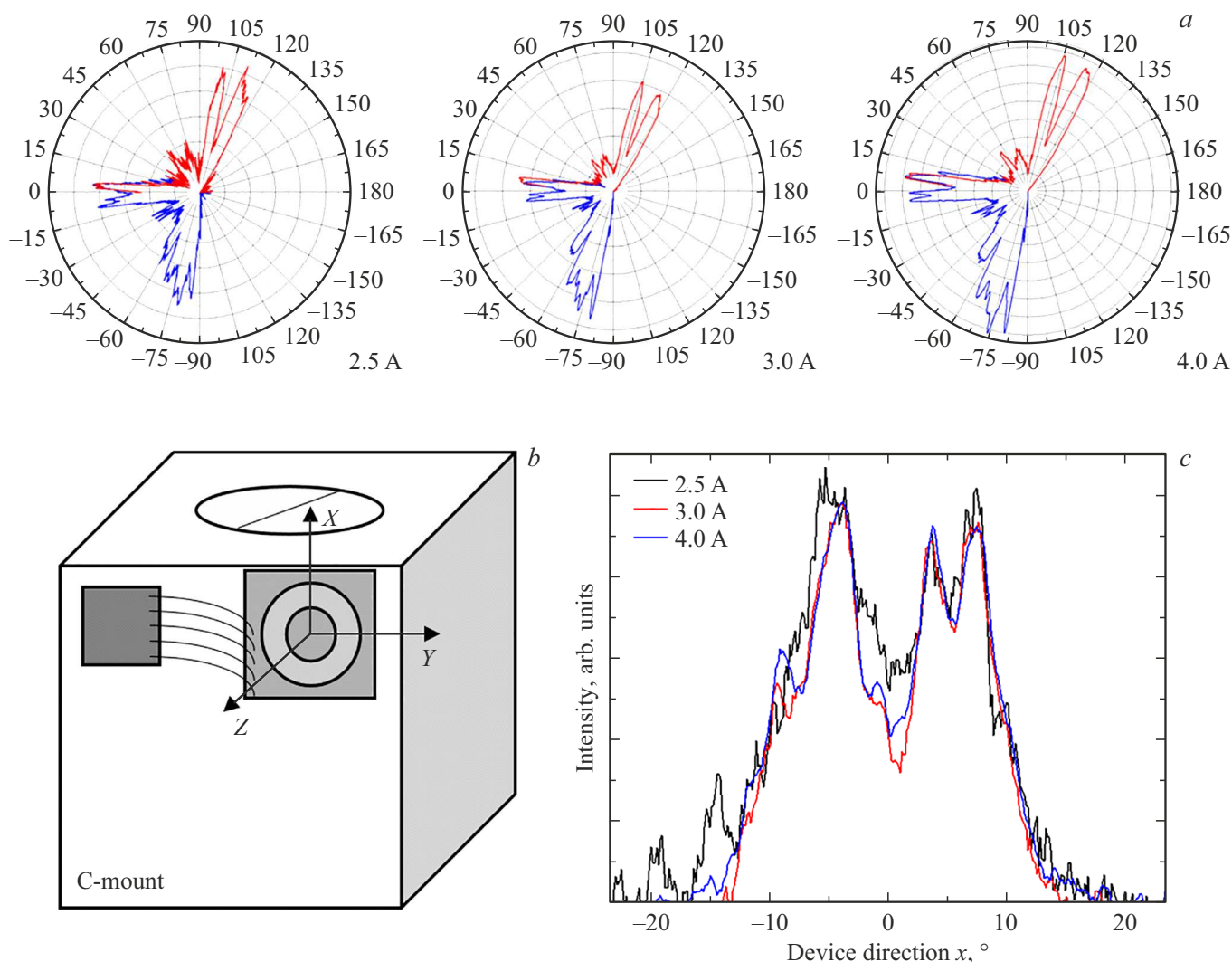


Рис. 5. *a* — распределения интенсивности XZ в зоне дальнего поля при различных уровнях токовой накачки; *b* — схематическое изображение расположения образца на теплоотводе типа C-mount наряду с направлением осей XYZ ; *c* — распределения интенсивности XZ (отнормированные) в зоне дальнего поля вблизи нормали к поверхности. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

к размытию дальнего поля за счет различного угла вывода излучения для различных мод. Азимутальный угол вывода излучения $\alpha = \arcsin(n_{\text{eff}} - \lambda/\Lambda)$, где Λ — длина волны излучения оптической моды [31], изменяется в диапазоне 1.4° для представленных на рис. 3 пяти линий генерации. Как следствие, оценить порядок фундаментальной моды, на которой наблюдается генерация, аналогично ранее представленным результатам [7,30] невозможно. Излучение вблизи угла -75° представляет собой свет, выходящий с торца кристалла ККЛ, поскольку лазерная генерация идет не только в вертикальном направлении, но и в плоскости кристалла ККЛ. В свою очередь лепесток вблизи угла 110° является комбинацией переотражения излучения ККЛ от поверхности теплоотвода, совместно наложенной на затенение излучения от изолирующей контактной площадки, размещенной на теплоотводе.

4. Заключение

Проведены исследования ККЛ с дифракционной решеткой, сформированной на всей поверхности кольцевого резонатора методом прямой литографии сфокусированным ионным пучком. Продемонстрирована поверхностная лазерная генерация при комнатной температуре вблизи $7.75 \mu\text{м}$. Проведена оценка уровня оптических потерь, связанных с выводом излучения через дифракционную решетку, которые составили $\sim 4 \text{ см}^{-1}$.

Исследование интенсивности излучения в зоне дальнего поля показало, что величина коэффициента связывания дифракционной решетки $\kappa \sim 9 \text{ см}^{-1}$ ($\kappa L \approx 1$) недостаточна для формирования одночастотной генерации. В дальнейшем необходимо реализовать режим сильного связывания (over-coupling, $\kappa L \approx 10$) [31], что требует увеличения глубины вытравливания штрихов

дифракционной решетки до 3.4 мкм, согласно численным оценкам. Использование дифракционной решетки с последующим покрытием металлом вытравленных штрихов должно позволить сократить глубину травления [8], но потребует применения теории Флоке–Блоха для расчета связывания в дифракционных решетках со значительным скачком показателя преломления [32,33]. В свою очередь применение данного подхода сопряжено со значительным ростом оптических потерь, связанных с наличием металлизации на поверхности вытравленных штрихов, что в конечном счете может привести к дополнительному увеличению порогового тока кольцевого ККЛ.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10285).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Harrer, R. Szedlak, B. Schwarz, H. Moser, T. Zederbauer, D. MacFarland, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk, B. Lendl, G. Strasser. *Sci. Rep.*, **6** (1), 1 (2016).
- [2] F. Kapsalidis, M. Shahmohammadi, M.J. Süess, J.M. Wolf, E. Gini, M. Beck, M. Hundt, B. Tuzson, L. Emmenegger, J. Faist. *Appl. Phys. B*, **124** (6), 1 (2018).
- [3] R. Szedlak, J. Hayden, P. Martín-Mateos, M. Holzbauer, A. Harrer, B. Schwarz, B. Hinkov, D. MacFarland, T. Zederbauer, H. Detz, A.M. Andrews, W. Schrenk, P. Acedo, B. Lendl, G. Strasser. *Opt. Eng.*, **57** (1), 011005 (2017).
- [4] R. Szedlak, A. Harrer, M. Holzbauer, B. Schwarz, J.P. Waclawek, D. MacFarland, T. Zederbauer, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk, B. Lendl, G. Strasser. *ACS Photonics*, **3** (10), 1794 (2016).
- [5] B. Hinkov, H. Knötig, F. Pilat, S. Lindner, R. Weih, B. Schwarz, W. Schrenk, L. Lux, H. Detz, A.M. Andrews, B. Baumgartner, J.P. Waclawek, J. Koeth, S. Höfling, B. Lendl, G. Strasser. *Mid-infrared lasers for spectroscopic applications. 1st Global Infrared Sessions*. https://publik.tuwien.ac.at/files/publik_301887.pdf
- [6] E. Mujagić, S. Schartner, L.K. Hoffmann, W. Schrenk, M.P. Semtsiv, M. Wienold, W.T. Masselink, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **93** (1), 011108 (2008).
- [7] Y. Bai, S. Tsao, N. Bandyopadhyay, S. Slivken, Q. Y. Lu, D. Caffey, M. Pushkarsky, T. Day, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **99** (26), 261104 (2011).
- [8] D.H. Wu, M. Razeghi. *APL Mater.*, **5** (3), 035505 (2017).
- [9] B. Meng, M. Singleton, M. Shahmohammadi, F. Kapsalidis, R. Wang, M. Beck, J. Faist. *Optica*, **7** (2), 162 (2020).
- [10] D. Kazakov, N. Opačak, M. Beiser, A. Belyanin, B. Schwarz, M. Piccardo, F. Capasso. *Optica*, **8** (10), 1277 (2021).
- [11] B. Meng, M. Singleton, J. Hillbrand, M. Franckić, M. Beck, J. Faist. *Nature Photonics*, **16** (2), 142 (2022).
- [12] C. Schwarzer, R. Szedlak, S.I. Ahn, T. Zederbauer, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (8), 081101 (2013).
- [13] R. Szedlak, M. Holzbauer, P. Reininger, D. MacFarland, T. Zederbauer, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser. *Vib. Spectrosc.*, **84**, 101 (2016).
- [14] J.-C. Zhang, D.-Y. Yao, N. Zhuo, F.-L. Yan, F.-Q. Liu, L.-J. Wang, J.-Q. Liu, Z.-G. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (5), 052109 (2014).
- [15] R. Szedlak, C. Schwarzer, T. Zederbauer, H. Detz, A.M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser. *Opt. Express*, **22** (13), 15829 (2014).
- [16] R. Szedlak, M. Holzbauer, D. MacFarland, T. Zederbauer, H. Detz, A.M. Andrews, C. Schwarzer, W. Schrenk, G. Strasser. *Sci. Rep.*, **5** (1), 16668 (2015).
- [17] A.Yu. Egorov, A.V. Babichev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, E.V. Nikitina, M. Tchernycheva, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov. *Semiconductors*, **49** (11), 1527 (2015).
- [18] M. Piccardo, B. Schwarz, D. Kazakov, M. Beiser, N. Opačak, Y. Wang, S. Jha, J. Hillbrand, M. Tamagnone, W.T. Chen, A.Y. Zhu, L.L. Colombo, A. Belyanin, F. Capasso. *Nature*, **582** (7812), 360 (2020).
- [19] A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, A.S. Kurochkin, V.V. Dudelev, E.S. Kolodeznyi, G.S. Sokolovskii, V.E. Bugrov, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, D.V. Denisov, A.S. Ionov, S.O. Slipchenko, A.V. Lyutetskii, N.A. Pikhtin, A.Y. Egorov. *Techn. Phys. Lett.*, **45** (4), 398 (2019).
- [20] A.V. Babichev, D.A. Pashnev, A.G. Gladyshev, A.S. Kurochkin, E.S. Kolodeznyi, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, D.V. Denisov, V.V. Dudelev, G.S. Sokolovskii, D.A. Firsov, L.E. Vorob'ev, S.O. Slipchenko, A.V. Lutetskiy, N.A. Pikhtin, A.Y. Egorov. *Opt. Spectrosc.*, **128** (8), 1187 (2020).
- [21] А.В. Баби́чев, Е.С. Колодезный, А.Г. Гладышев, Д.В. Денисов, Г.В. Вознюк, М.И. Митрофанов, Н.Ю. Харин, В.Ю. Паневин, С.О. Сли́пченко, А.В. Лютецкий, В.П. Евтихийев, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, Н.А. Пихтин, А.Ю. Егоров. *ФТП*, **55** (7), 602 (2021). [A.V. Babichev, E.S. Kolodeznyi, A.G. Gladyshev, D.V. Denisov, G.V. Voznyuk, M.I. Mitrofanov, N.Yu. Kharin, V.Yu. Panevin, S.O. Slipchenko, A.V. Lyutetskii, V.P. Evtikhiev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, N.A. Pikhtin, A.Yu. Egorov. *Semiconductors*, **55** (7), 591 (2021)].
- [22] H. Kogelnik, C.V. Shank. *J. Appl. Phys.*, **43** (5), 2327 (1972).
- [23] E. Mujagić, L. K. Hoffmann, S. Schartner, M. Nobile, W. Schrenk, M.P. Semtsiv, M. Wienold, W.T. Masselink, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **93** (16), 161101 (2008).
- [24] E. Mujagić, C. Schwarzer, Y. Yao, J. Chen, C. Gmachl, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (14), 141101 (2011).
- [25] V.V. Dudelev, S.N. Losev, V.Yu. Mylnikov, A.V. Babichev, E.A. Kognovitskay, S.O. Slipchenko, A.V. Lutetskii, N.A. Pikhtin, A.G. Gladyshev, L.Ya. Karachinskii, I.I. Novikov, A.Yu. Egorov, V.I. Kuchinskii, G.S. Sokolovskii. *Opt. Spectrosc.*, **125** (3), 402 (2018).
- [26] C. Schwarzer, E. Mujagić, S.I. Ahn, A.M. Andrews, W. Schrenk, W. Charles, C. Gmachl, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (19), 191103 (2012).
- [27] А.В. Баби́чев, Е.С. Колодезный, А.Г. Гладышев, Д.В. Денисов, Н.Ю. Харин, А.Д. Петрук, В.Ю. Паневин, С.О. Сли́пченко, А.В. Лютецкий, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, Н.А. Пихтин, А.Ю. Егоров. *ПЖТФ*, **48** (5), 7 (2022). [A.V. Babichev, E.S. Kolodeznyi, A.G. Gladyshev, D.V. Denisov, N.Yu. Kharin, A.D. Petruk, V.Yu. Panevin, S.O. Slipchenko, A.V. Lyutetskii, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, N.A. Pikhtin, A.Yu. Egorov, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (3), 6 (2022).]

- [28] C. Schwarzer, R. Szedlak, L. Burgstaller, A. Genner, T. Zederbauer, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser. „Polarization versatility of surface emitting ring cavity quantum cascade lasers“, in *2013 Conf. on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conf CLEO EUROPE/IQEC* (Munich, Germany, May 2013). DOI: 10.1109/cleoeiqec.2013.6800693
- [29] M. Holzbauer, R. Szedlak, H. Detz, R. Weih, S. Höfling, W. Schrenk, J. Koeth, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **111** (17), 171101 (2017).
- [30] E. Mujagić, M. Nobile, H. Detz, W. Schrenk, J. Chen, C. Gmachl, G. Strasser. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (3), 031111 (2010).
- [31] B.G. Lee, H.A. Zhang, C. Pflugl, L. Diehl, M.A. Belkin, M. Fischer, A. Wittmann, J. Faist, F. Capasso. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **21** (13), 914 (2009).
- [32] N. Finger, W. Schrenk, E. Gornik. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36** (7), 780 (2000).
- [33] H. Shu, M. Suttinger, A. Lyakh. *IEEE J. Quant. Electron.*, **55** (1), 1 (2019).

Редактор Г.А. Оганесян

Surface-emitting quantum-cascade lasers with a grating formed by focused ion beam milling

A.V. Babichev¹, D.A. Mikhailov², E.S. Kolodeznyi¹,
A.G. Gladyshev¹, G.V. Voznyuk^{2,3}, M.I. Mitrofanov^{2,3},
D.V. Denisov⁴, S.O. Slipchenko², A.V. Lyutetskii²,
V.V. Duddelev², V.P. Evtikhiev², L.Ya. Karachinsky¹,
I.I. Novikov¹, G.S. Sokolovskii²,
N.A. Pikhtin², A.Yu. Egorov⁵

¹ ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Submicron Heterostructures for Microelectronics,
Research & Engineering Center Russian
Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

⁴ St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,
197022 St. Petersburg, Russia

⁵ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of studies of 7.5–8.0 μm range surface-emitting ring quantum-cascade lasers are presented. A second-order diffraction grating with a calculated coupling coefficient of $\sim 9 \text{ cm}^{-1}$ is formed on the entire surface of the ring cavity by focused ion beam milling. Surface-emitting lasing at room temperature near 7.75 μm with a threshold current density of $\sim 8 \text{ kA/cm}^2$ and an outer radius of the ring cavity of 202 μm is demonstrated. The results of studying the intensity distribution in the far-field near the normal to the surface showed the presence of two maxima. It is shown that the implemented coupling coefficient is not sufficient to ensure single-mode lasing in the studied ring quantum-cascade lasers.