

07.2

Исследование пространственных характеристик излучения квантовых каскадных лазеров для спектрального диапазона $8\ \mu\text{m}$

© В.В. Дюделев¹, Д.А. Михайлов¹, В.Ю. Мыльников¹, А.В. Бабичев¹, С.Н. Лосев¹, Е.А. Когновицкая^{1,2}, А.Г. Гладышев³, Л.Я. Карачинский^{1,3}, И.И. Новиков^{1,3}, Д.В. Денисов², С.О. Слипенко¹, А.В. Лютецкий¹, Н.А. Пихтин¹, В.И. Кучинский¹, А.Ю. Егоров⁴, Г.С. Соколовский^{1,¶}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

³ ООО „Коннектор Оптик“, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: gs@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 6 августа 2020 г.

В окончательной редакции 22 августа 2020 г.

Принято к публикации 22 августа 2020 г.

Проведены исследования ближнего и дальнего полей квантовых каскадных лазеров, излучающих в спектральном диапазоне вблизи $8\ \mu\text{m}$. На всех образцах лазеров с шириной полосков 22 и $50\ \mu\text{m}$ наблюдалась генерация на фундаментальной волноводной моде по „быстрой“ оси с расходимостью $\sim 50^\circ$ во всем диапазоне токов накачки. По „медленной“ оси наблюдалась многомодовая генерация и конкуренция между фундаментальной и высшими волноводными модами, проявляющаяся для лазеров с шириной полоска $50\ \mu\text{m}$ в увеличении расходимости излучения от $\sim 10^\circ$ вблизи порога до $> 50^\circ$ при двух-трехкратном превышении порога генерации. Расходимость по „медленной“ оси для лазеров с шириной полоска $22\ \mu\text{m}$ оставалась неизменной во всем диапазоне токов накачки и составляла $\sim 50^\circ$. Существенный вклад фундаментальной моды в суммарную интенсивность излучения квантовых каскадных лазеров, очевидный из картины распределения интенсивности дальнего поля, невозможно установить исключительно на основе результатов измерения ближнего поля.

Ключевые слова: квантово-каскадный лазер, ближнее поле, дальнее поле.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.22.50310.18501

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) являются наиболее эффективными и компактными источниками излучения для среднего инфракрасного диапазона. В настоящее время достигнут существенный прогресс и получены впечатляющие результаты в создании как мощных [1,2], так и одночастотных [3,4] и перестраиваемых [5,6] лазеров. Спектральный диапазон вблизи $8\ \mu\text{m}$ интересен прежде всего тем, что находится во втором окне прозрачности атмосферы и содержит интенсивные линии поглощения ряда веществ [7]. В связи с этим основными приложениями ККЛ этого спектрального диапазона являются беспроводная оптическая связь, системы мониторинга окружающей среды и газоанализ.

Пространственные характеристики пучка лазерного излучения относятся к важнейшим характеристикам, определяющим возможность практического использования ККЛ, и не уступают по значимости спектру излучения и выходной оптической мощности. Однако исследование пространственных характеристик излучения ККЛ до недавнего времени являлось нетривиальной задачей и требовало специальных подходов. Так, для измерения распределения интенсивности излучения ККЛ в ближнем поле использовался метод сканирующей ближнепольной микроскопии [8], основанный на детектировании влияния излучения ККЛ на кантилевер атомно-силового микроскопа. Этот метод позволяет про-

водить исследования с высокой точностью, но является весьма сложным и трудоемким. Для исследования пространственных характеристик излучения ККЛ в дальнем поле использовалась запись распределения интенсивности при помощи гониометра, что в случае многопикового распределения интенсивности осложняет его корректную регистрацию и не дает целостной картины распространения излучения.

В настоящей работе представлено исследование пространственных характеристик ККЛ в зонах дальнего и ближнего полей, выполненное с помощью болометрической камеры, что позволило детально изучить распространение лазерного излучения. В исследованиях использовались ККЛ с длиной волны генерации $8\ \mu\text{m}$. Образцы были изготовлены из гетероструктуры, аналогичной описанной ранее [9]. Ширина полосков исследуемых ККЛ составляла 22 и $50\ \mu\text{m}$. Полоски формировались посредством травления двух глубоких мезоканалов. Полный процесс постростовой обработки описан в работе [10]. Высокое структурное качество гетероструктур и качество постростовой обработки позволяют реализовать высокую выходную оптическую мощность исследуемых ККЛ [11].

Регистрация излучения ККЛ проводилась при помощи болометрической камеры Dataray IR-BB, имеющей спектральный диапазон чувствительности $2\text{--}16\ \mu\text{m}$. Раз-

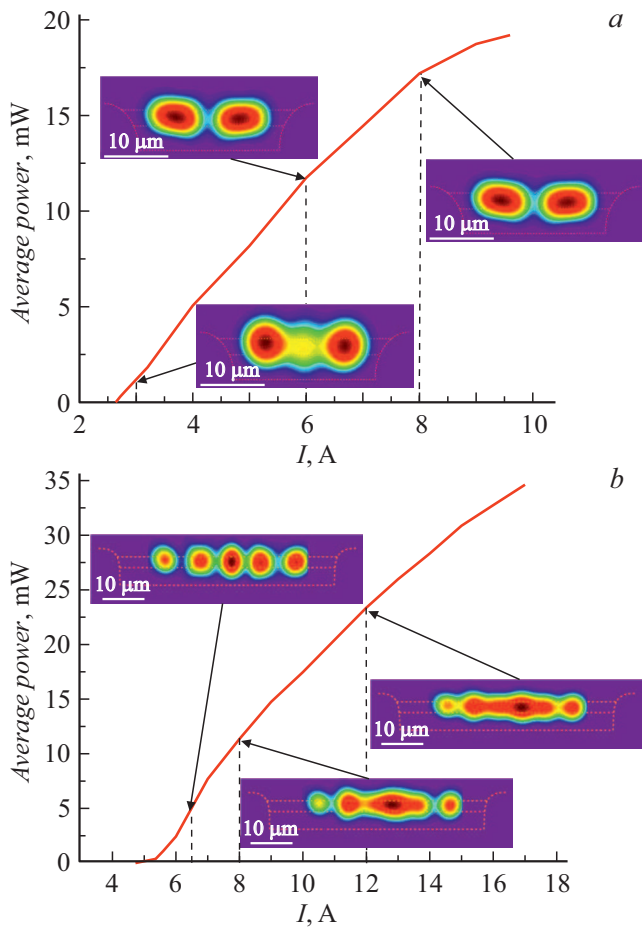


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики ККЛ с шириной полоска 22 (а) и 50 μm (б). На вставках представлено распределение интенсивности излучения ККЛ в ближнем поле (штриховыми линиями показаны контуры гребневого волновода в поперечном сечении).

решение камеры составляло 640×480 пикселей. Размер пикселя $17 \times 17 \mu\text{m}$. Изображение ближнего поля ККЛ проецировалось линзой с фокусным расстоянием 3 мм и числовой апертурой 0.56 на матрицу камеры. Коэффициент увеличения для исследования ближних полей лазеров с шириной полоска 22 и 50 μm составлял ~ 300 и ~ 200 соответственно. Накачка ККЛ осуществлялась импульсами тока длительностью ~ 120 нс со скважностью не более 0.3%.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики исследуемых ККЛ, на вставках показано распределение интенсивности в зоне ближнего поля при различных токах для обоих типов ККЛ (3, 6 и 8 А для ККЛ с шириной полоска 22 μm и 6.5, 8, 12 А для ККЛ с шириной полоска 50 μm). У ККЛ с шириной полоска 22 μm по „медленной“ оси (т.е. в плоскости подложки) вблизи порога генерации наблюдалось три максимума в распределении интенсивности излучения ККЛ в ближнем поле. При повышении тока накачки до 6 А происходило уменьшение количества наблю-

даемых максимумов в распределении интенсивности в ближнем поле до двух. По „быстрой“ оси (т.е. в направлении роста гетероструктуры) наблюдалась генерация на фундаментальной волноводной моде во всем диапазоне токов накачки. ККЛ с шириной полоска 50 μm демонстрировали генерацию на одной поперечной моде высшего порядка TM_{0i} (значение i менялось от 4 до 5 в зависимости от тока накачки) по „медленной“ оси вплоть до амплитуды тока накачки 8 А, при достижении которого наблюдалось размытие максимумов и сглаживание картины распределения интенсивности в ближнем поле, характерное для многомодовой генерации. Следует отметить, что размер наблюдаемого ближнего поля был меньше размера полоска для всех исследуемых лазеров и составлял соответственно 20 и 38 μm для ККЛ с шириной полоска 22 и 50 μm . При этом нужно учитывать, что гребневый волновод исследуемых ККЛ имел трапециевидное сечение, определяемое особенностями жидкостного травления [12]. Основание трапеции составляло ~ 30 и $\sim 62 \mu\text{m}$ для ККЛ с шириной полоска 22 и 50 μm соответственно. Таким образом, отношение наблюдаемого размера ближнего поля к основанию трапециевидного гребневого волновода составляло ~ 1.5 – 1.7 . Наблюдаемый эффект, по-видимому, связан с влиянием двух факторов. Во-первых, наличие поглощения излучения вблизи металлизированных стенок гребневого волновода приводит к подавлению генерации у краев полоска. Во-вторых, резкий скачок показателя преломления на металлизированной границе гребневого волновода приводит к лучшей локализации моды внутри его сердцевины.

Распределение интенсивности излучения ККЛ в зоне дальнего поля регистрировалось той же камерой, но без применения собирающей оптики. Камера располагалась на расстоянии ~ 7 мм от выходного зеркала ККЛ, что на порядок больше рэлеевского расстояния, которое не превышало 1 мм для лазеров обоих типов. Полученные результаты приведены на рис. 2. Наблюдаемая на рис. 2, б „рябь“ связана с интерференцией излучения на пылинках на оптических фильтрах. Хорошо видно, что для ККЛ с шириной полоска 22 μm распределение интенсивности излучения в дальнем поле имело два максимума по „медленной“ оси при токах накачки до 8 А, по достижении этого значения количество максимумов увеличивалось до трех. Интересно отметить, что для ККЛ с шириной полоска 22 μm наблюдалась нетипичная (противоположная) динамика возникновения/исчезновения центрального максимума в распределении интенсивности ближнего и дальнего полей. Это демонстрирует трудность определения вклада фундаментальной моды в суммарную интенсивность излучения ККЛ исключительно по результатам измерения ближнего поля. Полная расходимость излучения ККЛ с шириной полоска 22 μm как по „быстрой“, так и по „медленной“ оси составляла около 50° по полувысоте, что сравнимо с литературными данными [13].

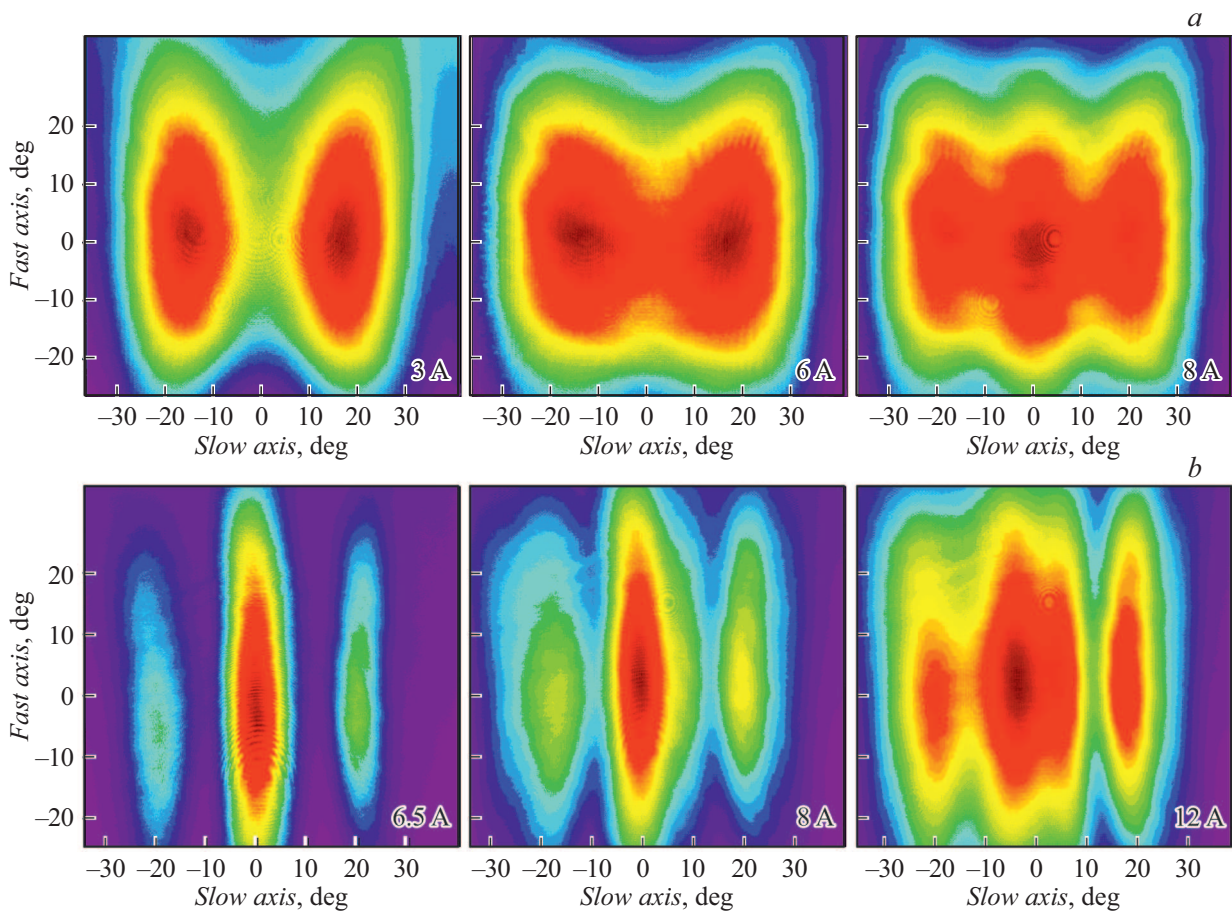


Рис. 2. Результаты измерения дальнего поля ККЛ с шириной полоска $22\ \mu\text{m}$ для амплитуд токов накачки 3, 6 и 8 А (а) и с шириной полоска $50\ \mu\text{m}$ для амплитуд токов накачки 6.5, 8 и 12 А (б).

Для ККЛ с шириной полоска $50\ \mu\text{m}$ распределение интенсивности дальнего поля характеризовалось тремя максимумами по „медленной“ оси при токах накачки менее 8 А (т.е. до ~ 2 пороговых значений). При амплитуде тока накачки 8 А наблюдалось размытие центрального максимума интенсивности дальнего поля, а при дальнейшем повышении амплитуды тока накачки происходило его раздвоение и появление в общей сложности четырех максимумов в распределении интенсивности дальнего поля по „медленной“ оси. Полученные данные явно указывают на конкуренцию между фундаментальной и высшими волноводными модами, причем, как видно из рис. 1, *b*, существенный вклад фундаментальной моды в суммарную интенсивность излучения ККЛ (проявляющийся в наличии центрального пика в дальнем поле) невозможно установить по результатам измерения ближнего поля. Наблюдаемая расходимость излучения у ККЛ с шириной полоска $50\ \mu\text{m}$ составляет $\sim 50^\circ$ по „быстрой“ оси и остается неизменной во всем диапазоне токов накачки. Расходимость излучения по „медленной“ оси изменяется с током накачки, причем существенный рост происходит после достижения амплитуды тока накачки 8 А. Так, если для амплитуды тока накачки 6.5 А расходимость излучения ККЛ по „медленной“ оси

не превышает 10° по полувысоте, то при амплитуде тока накачки 8 А она увеличивается до 25° , а при 12 А составляет уже более 50° .

Таким образом, в работе проведены исследования пространственных характеристик ККЛ с длиной волны генерации $8\ \mu\text{m}$. Показано, что у всех лазеров по „быстрой“ оси наблюдалась генерация на фундаментальной моде для всего диапазона токов накачки. По „медленной“ оси имела место многомодовая генерация и конкуренция между фундаментальной и высшими волноводными модами. Существенный вклад фундаментальной моды в суммарную интенсивность излучения ККЛ, очевидный из картины распределения интенсивности дальнего поля, невозможно установить исключительно на основе результатов измерения ближнего поля.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61619X0111).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Razeghi M., Zhou W., Slivken S., Lu Q.-Y., Wu D., Mcclintock R. // *Appl. Opt.* 2017. V. 56. N 31. P. H30–H44. DOI: 10.1364/AO.56.000H30
- [2] Bai Y., Slivken S., Darvish S.R., Haddadi A., Gokden B., Razeghi M. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. N 22. P. 221104. DOI: 10.1063/1.3270043
- [3] Бабичев А.В., Гладышев А.Г., Курочкин А.С., Дюделев В.В., Колодезный Е.С., Соколовский Г.С., Бугров В.Е., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Денисов Д.В., Ионов А.С., Слипенченко С.О., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Егоров А.Ю. // *Письма в ЖТФ.* 2019. Т. 45. В. 8. С. 31–33. DOI: 10.21883/PJTF.2019.08.47618.17716 [Пер. версия: 10.1134/S1063785019040205].
- [4] Zhang J.C., Liu F.Q., Tan S., Yao D.Y., Wang L.J., Li L., Liu J.Q., Wang Z.G. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. N 11. P. 112105. DOI: 10.1063/1.3693425
- [5] Dhirhe D., Slight T.J., Nshii C.C., Ironside C.N. // *Semicond. Sci. Technol.* 2012. V. 27. N 9. P. 094007. DOI: 10.1088/0268-1242/27/9/094007
- [6] Zhang J.-C., Wang L.-J., Liu W.-F., Liu F.-Q., Yin W., Liu J.-Q., Li L., Wang Z.-G. // *Chin. Phys. Lett.* 2011. V. 28. N 7. P. 074203. DOI: 10.1088/0256-307X/28/7/074203
- [7] Zhao Z., Wu B., Wang X., Pan Z., Liu Z., Zhang P., Shen X., Nie Q., Dai S., Wang R. // *Laser Photon. Rev.* 2017. V. 11. N 2. P. 1700005. DOI: 10.1002/lpor.201700005
- [8] Yu N., Diehl L., Cubukcu E., Pflügl C., Bour D., Corzine S., Zhu J., Höfler G., Crozier K.B., Capasso F. // *Opt. Express.* 2007. V. 15. N 20. P. 13227. DOI: 10.1364/OE.15.013227
- [9] Бабичев А.В., Гладышев А.Г., Филимонов А.В., Неведомский В.Н., Курочкин А.С., Колодезный Е.С., Соколовский Г.С., Бугров В.Е., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Буссеков А., Егоров А.Ю. // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43. В. 14. С. 64–71. DOI: 10.21883/PJTF.2017.14.44833.16776 [Пер. версия: 10.1134/S1063785017070173].
- [10] Бабичев А.В., Дюделев В.В., Гладышев А.Г., Михайлов Д.А., Курочкин А.С., Колодезный Е.С., Бугров В.Е., Неведомский В.Н., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Денисов Д.В., Ионов А.С., Слипенченко С.О., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Соколовский Г.С., Егоров А.Ю. // *Письма в ЖТФ.* 2019. Т. 45. В. 14. С. 48–51. DOI: 10.21883/PJTF.2019.14.48025.17824 [Пер. версия: 10.1134/S1063785019070174].
- [11] Dudelev V.V., Mikhailov D.A., Babichev A.V., Andreev A.D., Losev S.N., Kognovitskaya E.A., Bobretsova Yu.K., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Gladyshev A.G., Denisov D.V., Novikov I.I., Karachinsky L.Ya., Kuchinskii V.I., Egorov A.Yu., Sokolovskii G.S. // *Quant. Electron.* 2020. V. 50. N 2. P. 141–142. DOI: 10.1070/QEL17168
- [12] Dudelev V.V., Mikhailov D.A., Babichev A.V., Andreev A.D., Losev S.N., Kognovitskaya E.A., Bobretsova Yu.K., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Gladyshev A.G., Denisov D.V., Novikov I.I., Karachinsky L.Ya., Kuchinskii V.I., Egorov A.Yu., Sokolovskii G.S. // *Quant. Electron.* 2020. V. 50. In press.
- [13] Yu N., Diehl L., Cubukcu E., Bour D., Corzine S., Höfler G., Wojcik A.K., Crozier K.B., Belyanin A., Capasso F. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. N 1. P. 013901.