

Динамика включения квантово-каскадных лазеров с длиной волны генерации 8100 нм при комнатной температуре

© В.В. Дюделев,^{1,2} С.Н. Лосев,¹ В.Ю. Мильников,¹ А.В. Бабичев,¹ Е.А. Когновицкая,³ С.О. Слипченко,¹ А.В. Лютецкий,¹ Н.А. Пихтин,¹ А.Г. Гладышев,⁴ Л.Я. Карачинский,^{2,4} И.И. Новиков,^{2,4} А.Ю. Егоров,² В.И. Кучинский,¹ Г.С. Соколовский^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
197022 Санкт-Петербург, Россия

⁴ ООО «Коннектор Оптик»,
194292 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: gs@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 7 мая 2018 г.)

Продемонстрирована лазерная генерация квантово-каскадных лазеров на длине волны излучения вблизи 8100 нм при комнатной температуре. Проведены исследования осциллограмм световых импульсов, что позволило определить токовую зависимость средней и пиковой интенсивностей излучения. Экспериментально оценена задержка включения квантово-каскадных лазеров при двукратном превышении порога лазерной генерации, оказавшаяся на несколько порядков больше теоретических оценок.

DOI: 10.21883/JTF.2018.11.46634.179-18

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с момента опубликования в 1971 г. принципов их работы [1], а особенно после их первой практической реализации в 1994 г. [2], привлекают огромное внимание научного сообщества. К настоящему времени ККЛ были созданы и исследованы в широких спектральных диапазонах, а именно в среднем инфракрасном (3–16 мкм) и в терагерцовом спектральном диапазоне [3]. Основной характеристикой, которая отличает этот тип лазеров от обычных полупроводниковых лазеров на основе межзонных переходов, использующих в своей работе рекомбинацию двух типов носителей — электрона и дырки с излучением фотона — является то, что они униполярны и используют в своей работе только один тип носителей — с излучением фотона при переходе электрона в зоне проводимости с одного квантоворазмерного уровня на другой [4]. Интерес к этим лазерам также обусловлен возможностью использования для роста наногетероструктур технологических возможностей молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и/или газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). Применение данных ростовых технологий позволяет сконструировать необходимую зонную конструкцию лазерной структуры и прецизионно вырастить гетероструктуры ККЛ таким образом, чтобы их оптические характеристики способствовали выполнению поставленных целей [4] при их дальнейшем использовании в различных областях науки, техники и биомедицины [3,5].

Следует отметить, что использование атмосферных окон прозрачности в спектральных диапазонах: $\lambda = 3.3\text{--}4.2, 4.5\text{--}5.1, 8\text{--}13\ \mu\text{m}$ способствует примене-

нию ККЛ для высокоскоростных систем связи со спутниками, беспилотными летательными аппаратами, а также для оптико-электронного противодействия. Спектральное окно прозрачности в диапазоне 8–13 мкм, в частности, также активно используется для контроля температуры Земли и ее атмосферы. В связи с этим разработки и исследования ККЛ в данной спектральной области активно ведутся многими научными группами [6–8].

В настоящей работе представлено исследование ККЛ, излучающих вблизи 8.1 мкм при комнатной температуре. Гетероструктуры квантово-каскадных лазеров были изготовлены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ООО „Коннектор Оптик“ на установке Riber 49. Эпитаксиальный рост проводился на подложках $\text{InP}:n^+$. Активная область состояла из 50 каскадов, состоящих из квантовых ям $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с барьерными слоями $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Подробное описание конструкции гетероструктуры ККЛ представлено в [9].

После нанесения металлических контактов из гетероструктуры были выколоты экспериментальные образцы лазерных чипов размером $\sim 0.5 \times 0.5\ \text{mm}^2$. Напаянные на первичный теплоотвод экспериментальные образцы устанавливались на медный держатель, стабилизированный по температуре при помощи термоэлектрического охладителя. Температура теплоотвода контролировалась откалиброванным термосопротивлением. Исследования характеристик ККЛ проводились при накачке импульсами тока с длительностью $\sim 70\ \text{ns}$ на половине от максимальной амплитуды. Частота следования импульсов составляла 48 kHz. Исследования проводились при температуре 288 К. Порог лазерной генерации соста-

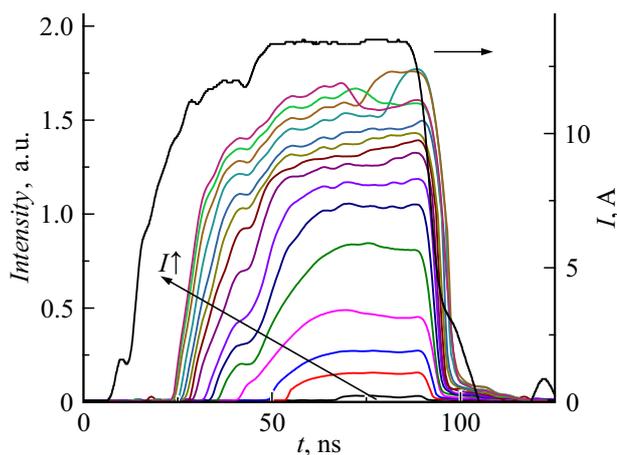


Рис. 1. Осциллограммы импульсов света для значений тока $I = 6.4, 7–13.5$ А с интервалом 0.5 А. Наклонная стрелка, пересекающая осциллограммы, показывает увеличение тока накачки. Самая высокая осциллограмма соответствует импульсу тока накачки с амплитудой 13.5 А.

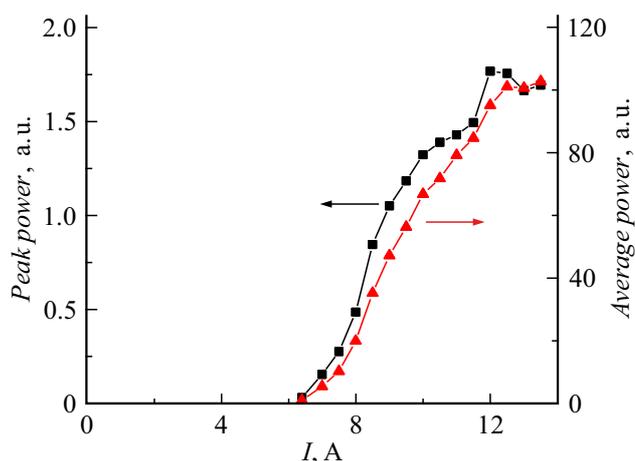


Рис. 2. Зависимости выходной пиковой (квадраты) и средней мощности (треугольники) от амплитуды тока накачки.

вил ~ 6.4 А, что соответствует пороговой плотности тока 2.4 kA/cm^2 . Были проведены исследования зависимостей средней и пиковой мощности ККЛ от тока накачки. Регистрация излучения проводилась при помощи фотоприемника площадью $1 \times 1 \text{ mm}^2$, оснащенного четырехкаскадным охлаждением и высокочастотным предусилителем с полосой пропускания 1 GHz. В диапазоне длин волн $3.5–10.6 \text{ }\mu\text{m}$ обнаружительная способность применяемого фотоприемника была не хуже $2 \cdot 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$.

Для измерения пиковой интенсивности излучения ККЛ были записаны осциллограммы импульсов излучения для различных значений амплитуды импульса токовой накачки (рис. 1). Наклонная стрелка, пересекающая осциллограммы, показывает увеличение тока накачки I в диапазоне $6.4–13.5$ А. На рис. 1 также приведена осциллограмма импульса накачки для значения ампли-

туды тока 13.5 А (верхняя кривая). За значение пиковой интенсивности принималось максимальное значение амплитуды на осциллограмме. Для измерения средней интенсивности был применен метод синхронного детектирования с использованием селективного вольтметра UniPan 232В. Полученные зависимости для пиковой и средней интенсивностей излучения ККЛ от амплитуды накачки приведены на рис. 2. Насыщение ватт-амперной характеристики как для пиковых, так и для средних значений наступает при одном и том же значении амплитуды тока накачки 12.5 А. При этом более плавный ход и меньший наклон зависимости средней интенсивности излучения ККЛ от тока накачки вблизи порога связан с постепенным уширением оптического импульса по мере увеличения амплитуды накачки. При этом, как следует из рис. 1, при максимальной амплитуде тока накачки 13.5 А, соответствующей двукратному превышению порога лазерной генерации, задержка включения составляет несколько наносекунд, что значительно больше задержки включения полупроводниковых лазеров на основе межзонных переходов, как правило, не превышающей 1 ns [10]. Это может указывать на более длительное время спонтанного излучательного перехода носителей заряда в ККЛ по сравнению с полупроводниковыми лазерами на основе межзонных переходов, что соответствует литературным данным [11]. Также следует отметить, что сделанная экспериментальная оценка задержки включения ККЛ при двукратном превышении порога лазерной генерации оказывается на несколько порядков больше теоретических оценок, согласно которым задержка включения ККЛ инфракрасного диапазона должна составлять единицы-десятки пикосекунд [12,13]. Причиной столь серьезного несоответствия теории эксперименту, по-видимому, является неадекватный учет коротких времен межуровневой релаксации носителей в каскадах ККЛ [14]. При решении скоростных уравнений, описывающих динамику ККЛ [12,13], это приводит к „шунтированию“ длительного времени спонтанного излучательного перехода коротким временем межуровневой релаксации и соответствующему занижению теоретической оценки величины задержки включения ККЛ.

Также в ходе работы были проведены исследования спектральных характеристик ККЛ. Измерения проведены при помощи монохроматора МДР-23 с дифракционной решеткой 75 line/mm. Для регистрации спектров излучения ККЛ использовался метод синхронного детектирования. Ввод выходного излучения ККЛ во входную щель монохроматора осуществлялся с помощью оптической системы, состоящей из линз на основе фторида бария. Линза, собирающая свет ККЛ, имела диаметр 25 mm и фокусное расстояние 35 mm, а линза, фокусирующая лазерное излучение на входную щель монохроматора, имела диаметр 22 mm и фокусное расстояние 58 mm. На выходной щели монохроматора была установлена фокусирующая линза из фторида бария с диаметром 25 mm и фокусным расстоянием 35 mm, которая фокусировала излучение, выходящее из выходной

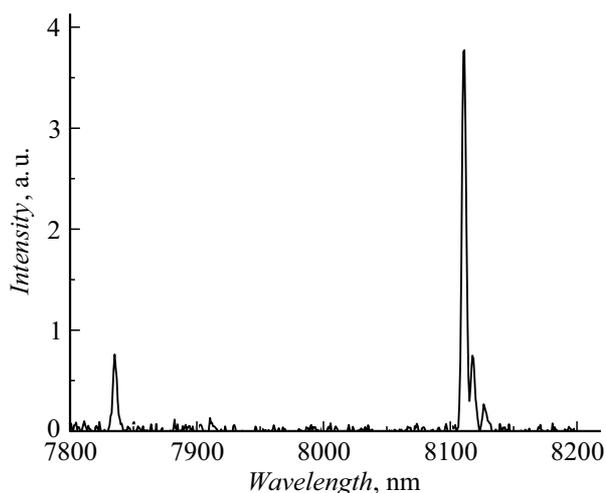


Рис. 3. Типичный спектр генерации ККЛ. Амплитуда тока накачки составляла 9.5 А.

щели монохроматора, на приемную часть фотоприемника. Для регистрации излучения использовался тот же фотоприемник, что и при исследовании зависимостей интенсивности излучения ККЛ от амплитуды импульсов тока. На рис. 3 представлен типичный спектр генерации для амплитуды тока 9.5 А. Ширина щелей монохроматора была одинаковой и составляла 0.2 мм, что соответствовало разрешению 4.16 нм для решетки 75 lines/mm при величине межмодового расстояния $\sim 12\text{--}15$ нм. В спектре генерации наблюдались 2 линии генерации: основная линия около 8110 нм и слабая коротковолновая линия около 7830 нм. В спектре основной линии генерации наблюдается несколько продольных и поперечных мод. Наличие второй коротковолновой линии генерации говорит о широком спектре усиления исследуемых лазерных гетероструктур, что является привлекательным для создания на их основе лазеров с широким диапазоном перестройки длины волны излучения [13].

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована лазерная генерация ККЛ с длиной волны излучения вблизи 8100 нм при комнатной температуре. Проведены исследования осциллограмм световых импульсов, что позволило определить токовую зависимость не только средней интенсивности излучения, но и ее пиковых значений. Наблюдаемый в эксперименте более плавный ход и меньший наклон зависимости средней интенсивности излучения ККЛ от тока накачки вблизи порога связан с постепенным уширением оптического импульса по мере увеличения амплитуды накачки. Столь значительное уширение оптического импульса, в свою очередь, связано с обнаруженной в наших экспериментах длительной задержкой включения ККЛ, уменьшающейся с ростом амплитуды импульса тока накачки. В частности, при двукратном превышении порога лазерной генерации ее значение составляет несколько наносекунд, что на несколько порядков больше теоретических оценок, согласно которым задержка включения ККЛ инфракрасного диапазона должна составлять единицы

пикосекунд. Причиной столь значительного расхождения теоретических и экспериментальных оценок может являться неадекватный учет коротких времен межуровневой релаксации носителей в каскадах при составлении скоростных уравнений ККЛ, что приводит к занижению теоретической оценки величины задержки включения. Проведенные спектральные измерения по наличию слабой коротковолновой линии генерации около 7830 нм позволили сделать предположение о большой ширине спектра усиления, что открывает потенциальные возможности для получения на основе данных гетероструктур ККЛ, перестраиваемых в широком спектральном диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61617X0074).

Список литературы

- [1] Казаринов П.Ф., Сурис Р.А. // ФТП. 1971. Т. 5. Вып. 4. С. 707–709.
- [2] Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A.I., Cho A.Y. // Science. 1994. Vol. 264. P. 553–556.
- [3] Troccoli Diehl L., Corzine S.W., Yu N., Wang C.Y., Belkin M.A., Hofler G., Lewicki R., Wysocki G., Tittel F.K., Capasso F. // J. Lightwav. Technol. 2008. Vol. 26. N 21. P. 3534–3555. DOI: 0.1109/JLT.2008.925056
- [4] Capasso F. // Optical Engineer. 2010. Vol. 49. N 11. P. 111102. DOI: 10.1117/1.3505844
- [5] Curl R.F., Capasso F., Gmachl C., Kosterev F.F., McManus B., Lewicki G., Tittel F.K. // Chem. Phys. Lett. 2010. Vol. 487. P. 1–18. DOI: 10.1016/j.cplett.2009.12.073
- [6] Bandyopadhyay N., Bai Y., Slivken S., Razeghi M. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 071106. DOI: 10.1063/1.4893746
- [7] Gmachl C., Tredicucci A., Capasso F., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Baillavegeon J.N., Cho Y. // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 72. N 24. P. 3130–3133. DOI: 10.1063/1.121569
- [8] Kirch J.D., Chang C.-C., Boyle E., Mawst L.J., Lindberg D., Earles T., Botes D. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 151106. DOI: 10.1063/1.4917499
- [9] Babichev A.V., Gladyshev A.G., Filimonov A.V., Nevedomskii V.N., Kurochkin A.S., Kolodeznyi E.S., Sokolovskii G.S., Bugrov V.E., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Bousseksou A., Egorov A.Yu. // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43. N 7. P. 666–669. DOI: 10.1134/S1063785017070173
- [10] Sokolovskii G.S., Dudelev V.V., Kolykhalova E.D., Deryagin A.G., Maximov M.V., Nadochiy A.M., Kuchinskii V.I., Mikhrin S.S., Livshits D.A., Viktorov E.A., Erneux T. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. N 8. P. 081109. DOI: 10.1063/1.3688604
- [11] Choi H., Diehl L., Wu Z.-K., Giovannini M., Faist J., Capasso F., Norris T.B. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. N 16. P. 167401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.167401
- [12] Hamadou A., Lamari S., Thobel J.-L. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. N 9. P. 093116. DOI: 10.1063/1.3124379
- [13] Yong K.S.C., Haldar M.K., Webb J.F. // J. Modern Optics. 2018. Vol. 65. N 4. P. 406–414. DOI: 10.1080/09500340.2017.1397219
- [14] Kruczek T., Fedorova K.A., Sokolovskii G.S., Teissier R., Baranov A.N., Rafailov E.U. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102. N 1. P. 011124. DOI: 10.1063/1.4774088