

07.2

Особенности одночастотной генерации в квантово-каскадных лазерах спектрального диапазона 7.5–8.0 μm с малой длиной резонатора

© А.В. Бабичев¹, Е.С. Колодезный¹, А.Г. Гладышев¹, Д.В. Денисов², Н.Ю. Харин³, А.Д. Петрук³, В.Ю. Паневин³, С.О. Слипченко⁴, А.В. Лютецкий⁴, Л.Я. Карачинский^{1,4,5}, И.И. Новиков^{1,4,5}, Н.А. Пихтин⁴, А.Ю. Егоров⁵

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

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

³ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁵ ООО „Коннектор Оптик“, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступило в Редакцию 12 октября 2021 г.

В окончательной редакции 24 ноября 2021 г.

Принято к публикации 29 ноября 2021 г.

Продемонстрирована возможность реализации одночастотной генерации в квантово-каскадных лазерах за счет изменения потерь на вывод излучения в резонаторе Фабри–Перо. При построении активной области спектрального диапазона 7.5–8.0 μm была использована конструкция каскада с двухфононным опустошением нижнего уровня, что для лазера с 50 периодами и обкладками волновода на основе слоев фосфида индия позволило реализовать одночастотную генерацию на длине волны 7.765 μm при температуре 292 К. Коэффициент подавления боковых мод составил порядка 24 dB при увеличении токовой накачки вплоть до 1.2 от значений порогового тока. Коэффициент сдвига длины волны с температурой (температурной перестройки) в одночастотном режиме генерации составил 0.56 nm/K.

Ключевые слова: сверхрешетки, квантово-каскадный лазер, одночастотная генерация, фосфид индия.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.05.52147.19050

Традиционным подходом для реализации одночастотной генерации в квантово-каскадных лазерах (ККЛ) является формирование дифракционной решетки в слоях металлизации, в слоях верхней обкладки или на боковой стенке волновода [1]. Применение конструкции фотонных кристаллов [2], лазеров с распределенным брэгговским отражателем [3] также позволяет осуществлять селекцию мод. В свою очередь применение различных подходов, основанных на использовании связанных резонаторов [4–7], позволяет исключить необходимость применения относительно сложных методов электронной лучевой литографии, что особенно актуально, когда нет требования к величине исходящей мощности, а требуется только узкая линия излучения с относительно малой мощностью (например, для анализаторов остаточных газов). Один из перспективных подходов предложен в работах [8–11] и позволяет осуществить селекцию мод за счет наличия секции резонатора малой длины.

В настоящей работе представлены результаты реализации одночастотных ККЛ спектрального диапазона 7.5–8.0 μm в полосковых лазерах с малой длиной резонатора.

Эпитаксия гетероструктуры ККЛ проведена на промышленной установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber 49 в компании „Коннектор Оптик“ [12]. Перед ростом слоев активной области на подложке InP с ори-

ентациями (001) и уровнем легирования $(1-3) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ формировался буферный слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 500 nm с уровнем легирования $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. При построении активной области спектрального диапазона 7.5–8.0 μm использована конструкция с двухфононным опустошением нижнего уровня в каскаде. Активная область включала 50 периодов, формирующих каскад [12]. Верхняя обкладка волновода включала слой фосфида индия толщиной 3.9 μm с уровнем легирования $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Контактные слои на основе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 100 и 20 nm с уровнем легирования $1 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ использованы для токовой инжекции. Межа полоскового лазера сформирована посредством жидкостного травления с последующим нанесением диэлектрика и металлизации. Ширина полоскового контакта составила 50 μm . Зеркала резонатора Фабри–Перо длиной 210 μm формировались за счет ручного скалывания после утонения подложки. Монтаж кристаллов ККЛ осуществлялся эпитаксиальной поверхностью на медный теплоотвод [12].

На вставке к рис. 1, а представлена зависимость межмодового расстояния (величины free spectral range, FSR) от длины резонатора лазера полосковой конструкции, полученная на основе выражения $\nu_{\text{FSR}} = 2n_{gr}L$, где n_{gr} — групповой показатель преломления, L — длина резонатора лазера. Показано, при длине резонатора

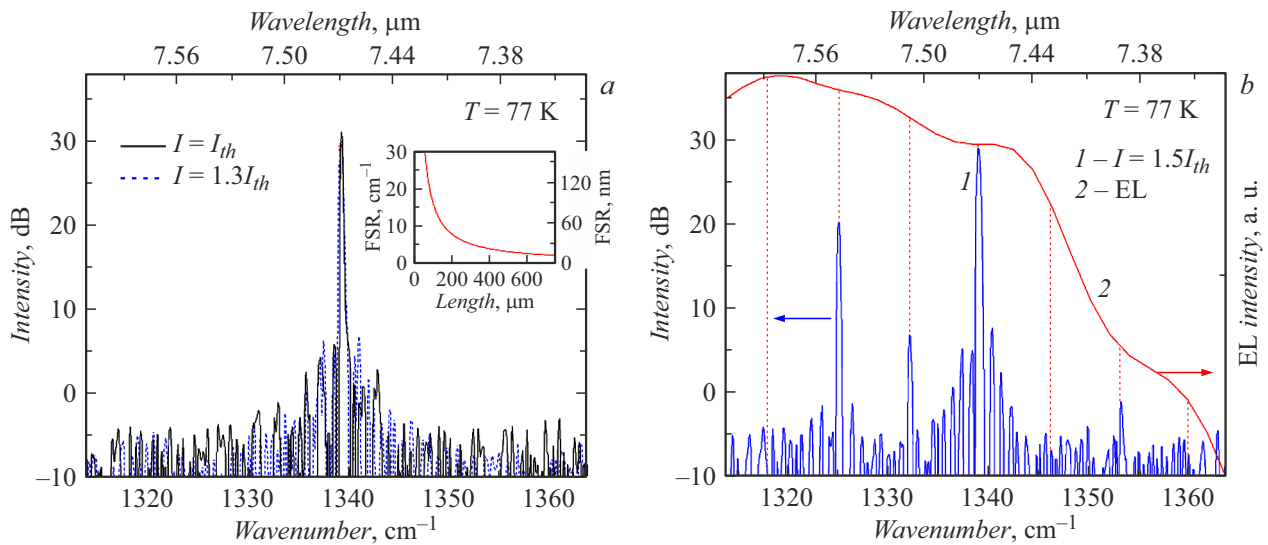


Рис. 1. Спектры генерации исследуемого ККЛ, измеренные при температуре 77 К. *a* — при пороговом значении тока I_{th} (сплошная линия) и при $1.3I_{th}$ (пунктирная линия); *b* — при $1.5I_{th}$ (I), представлен также спектр спонтанного излучения в полулогарифмическом масштабе [13] (2). На вставке (часть *a*) приведена зависимость межмодового расстояния от длины резонатора Фабри–Перо.

порядка $200\ \mu\text{m}$ типичные значения ν_{FSR} составляют $\sim 7\ \text{cm}^{-1}$. Величина GMR (gain margin ratio), характеризующая отношение между пиковым усилением и усилением, соответствующим положению ближайшей боковой оптической моды, для исследованной конструкции лазера составляет 1.03 (при описании спектра спонтанного излучения функцией Лоренца [11]). Как следствие, в эксперименте при длине полоскового лазера порядка $200\ \mu\text{m}$ возможно провести эффективную селекцию продольных оптических мод и реализовать одночастотный режим генерации.

Измерение спектров генерации проводилось с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Для регистрации сигнала в режиме пошагового сканирования использован быстродействующий фотодиод HgCdTe, охлаждаемый до температуры кипения жидкого азота, типичное время фотоответа которого составляло $\sim 100\ \text{ns}$. Длительность импульсов токовой накачки зафиксирована на уровне 100 и 70 ns при исследовании спектральных характеристик лазеров и зависимости импульсной интенсивности излучения от уровня токовой накачки соответственно. Частота следования импульсов в обоих экспериментах составляла 15 kHz. Измерения проведены при температурах T , равных 77 и 292 К.

На рис. 1 представлены спектры генерации полоскового ККЛ с длиной резонатора $210\ \mu\text{m}$, измеренные при температуре 77 К. При токе накачки вблизи порогового значения (I_{th}) наблюдается одночастотная генерация на длине волны $7.467\ \mu\text{m}$ с коэффициентом подавления боковых мод (величины side-mode suppression ratio, SMSR) порядка 25 dB (рис. 1, *a*). Показана малая величина полной ширины линии генерации, измеренной на полувысоте (значение FWHM), которая составила

$\sim 1.4\ \text{nm}$. Рост токовой накачки приводит к возникновению дополнительных оптических мод с длиной волны $\lambda = 7.547\ \mu\text{m}$ (при $1.41I_{th}$), а также при $\lambda = 7.507$, $7.387\ \mu\text{m}$ (при $1.5I_{th}$, рис. 1, *b*). Межмодовое расстояние $\nu_{\text{FSR}} = 7.2\ \text{cm}^{-1}$ ($\lambda_{\text{FSR}} = 40\ \text{nm}$), отмеченное на рис. 1, *b* вертикальными пунктирными линиями, соответствует групповому показателю преломления $n_{gr} = 3.3$. На рис. 1, *b* также приведен спектр спонтанного излучения [13]. Оценочное значение величины GMR, полученное на основе анализа спектра спонтанного излучения, составило 1.02. Коэффициент сдвига длины волны излучения с увеличением уровня токовой накачки $\Delta\lambda/\Delta I$ составил $\sim 5\ \text{nm/A}$. С ростом накачки до $1.5I_{th}$ падения интегральной интенсивности излучения не наблюдается. Итак, при $T = 77\ \text{K}$ в диапазоне токов накачки от порогового значения до $1.36I_{th}$ наблюдается одночастотная генерация с коэффициентом SMSR $\geq 24\ \text{dB}$. Дальнейшее увеличение тока накачки приводит к возникновению дополнительных спектральных линий и падению коэффициента SMSR. Значения пороговой плотности тока j_{th} лазера при температуре 77 К составило $4.2\ \text{kA/cm}^2$. Увеличение температуры лазера до 292 К приводит к росту величины j_{th} до $9.9\ \text{kA/cm}^2$. На рис. 2 представлена зависимость импульсной интенсивности излучения от уровня токовой накачки (соответствует температуре 292 К). Проведена оценка характеристической температуры стабильности порогового тока T_0 с использованием выражения $j_{th}(T) = j_0 \exp(T/T_0)$, где j_0 — плотность порогового тока при нулевой температуре. Значения T_0 и j_0 составили 250 К и $3.1\ \text{kA/cm}^2$ соответственно.

Спектры генерации, измеренные при температуре 292 К, представлены на вставке к рис. 2. Вблизи порогового значения наблюдается одночастотная генерация

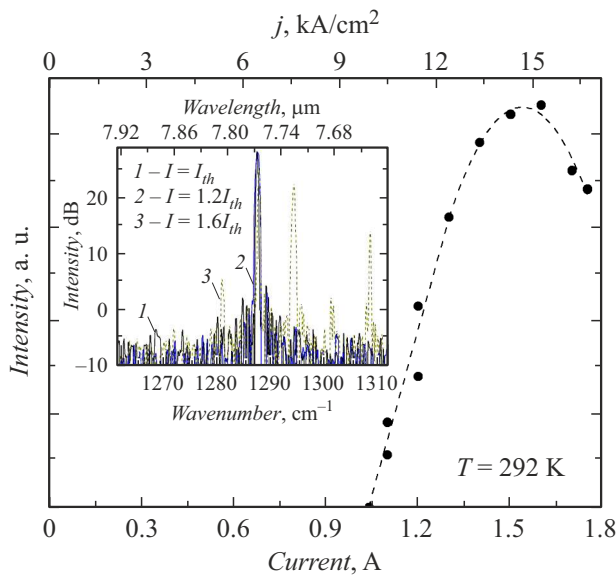


Рис. 2. Зависимость импульсной интенсивности излучения от уровня токовой накачки. На вставке — спектры генерации при температуре 292 К при различной токовой накачке.

на длине волны $7.765 \mu\text{m}$. Продемонстрирована одночастотная генерация с коэффициентом $\text{SMSR} \geq 24 \text{ dB}$ в диапазоне токов накачки от порогового значения до $1.2I_{th}$. Дальнейшее увеличение уровня накачки приводит к возникновению оптических мод с длиной волны $\lambda = 7.724 \mu\text{m}$ (при $1.24I_{th}$), а также $\lambda = 7.644 \mu\text{m}$ (при $1.26I_{th}$). Спектр генерации, измеренный при $1.6I_{th}$, представлен четырьмя оптическими модами вблизи $7.762, 7.724, 7.644$ и $7.601 \mu\text{m}$. На основе информации о величине межмодового расстояния проведена оценка

коэффициента отражения зеркал лазера (0.29), а также оптических потерь на вывод излучения, которые составили 13 cm^{-1} .

В исследуемых образцах продемонстрирована непрерывная перестройка длины волны излучения с температурой в одночастотном режиме генерации (рис. 3). Продемонстрирован длинноволновый сдвиг длины волны излучения с повышением температуры. Ранее в работе [14] было высказано предположение, что уменьшение разрыва зоны проводимости на гетерогранице (conduction band offset, CBO) наряду с эффектом Штарка может быть причиной длинноволнового сдвига длины волны излучения с повышением температуры. Согласно численной оценке, изменение величины CBO с температурой для исследуемой гетеропары $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ имеет два участка. В диапазоне температур $77\text{--}150 \text{ K}$ наблюдается рост величины CBO с повышением температуры. Дальнейшее повышение температуры приводит к падению величины CBO. При этом значение CBO при изменении температуры от 77 до 292 K уменьшается с 527 до 523 meV , что хорошо соотносится с экспериментом (длинноволновым сдвигом длины волны генерации с 7.467 до $7.765 \mu\text{m}$ с повышением температуры от 77 до 292 K).

Проведена оценка порогового напряжения U_{th} при различных температурах. Минимальное значение U_{th} ($\sim 12.4 \text{ V}$) соответствует температуре $\sim 150 \text{ K}$. С повышением температуры до 292 K наблюдается рост величины U_{th} до $\sim 15.0 \text{ V}$, что обусловлено эффектом надбарьерного выброса носителей заряда в непрерывный спектр [14]. Указанный рост порогового напряжения с повышением температуры за счет проявления квантового эффекта Штарка должен вызывать коротковолновый сдвиг длины волны генерации. Однако ввиду использо-

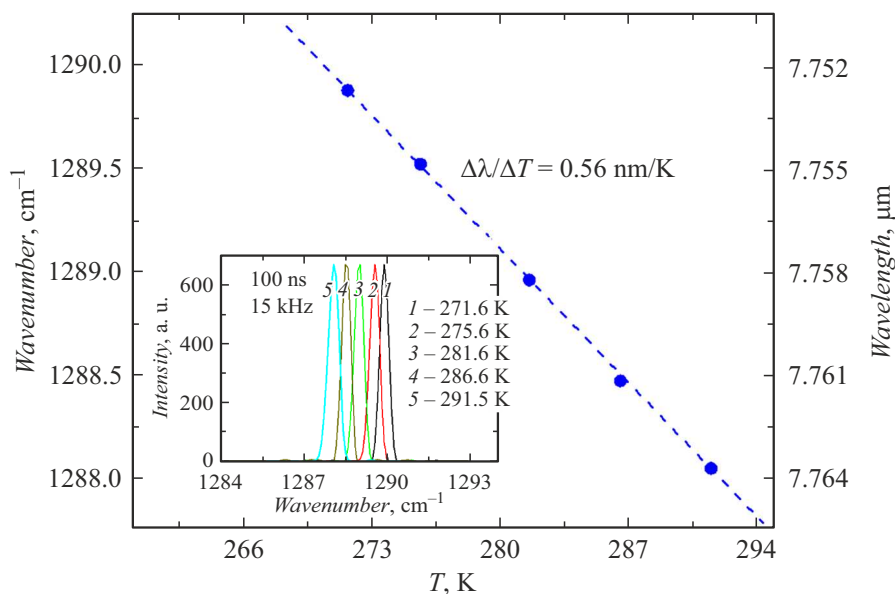


Рис. 3. Зависимость длины волны генерации (одночастотный режим) от температуры. Токовая накачка зафиксирована на уровне $1.01I_{th}$. На вставке — нормированные спектры одночастотной генерации, измеренные при различной температуре.

вания „недиагональной“ конструкции активной области в отличие от результатов [14], по-видимому, квантовый эффект Штарка не является доминирующим.

На основании спектров одночастотной генерации, измеренных при различной температуре (см. вставку на рис. 3), проведена оценка коэффициента сдвига длины волны с температурой в одночастотном режиме генерации (величины $\Delta\lambda/\Delta T$). Значение $\Delta\lambda/\Delta T$ составило $+0.56 \text{ nm/K}$ ($-0.09 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$), что соотносится с ранее представленными результатами для одночастотных ККЛ спектрального диапазона $7.5\text{--}8.5 \mu\text{m}$ ($0.53\text{--}0.58 \text{ nm/K}$) [15,16].

Суммируя, отметим, что в ходе проведенных исследований представлены результаты по созданию одночастотных ККЛ спектрального диапазона $7.5\text{--}8.0 \mu\text{m}$ и изучению их характеристик. Уменьшение длины резонатора до $210 \mu\text{m}$ приводит к росту межмодового расстояния до 40 nm и увеличению величины GMR, характеризующей отношение между пиковым усилением и усилением, соответствующим положению ближайшей боковой моды в полосковых лазерах, что позволяет реализовать одночастотную генерацию с коэффициентом подавления боковых мод на уровне 24 dB при температуре 292 K в диапазоне токов накачки от порогового значения до $1.2I_{th}$. Коэффициент сдвига длины волны с температурой (температурной перестройки) составил 0.56 nm/K .

Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научно-го фонда (проект № 20-79-10285).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, **70** (20), 2670 (1997). DOI: 10.1063/1.119208
- [2] Z. Wang, Y. Liang, B. Meng, Y.-T. Sun, G. Omanakuttan, E. Gini, M. Beck, I. Sergachev, S. Lourdudoss, J. Faist, G. Scalari, *Opt. Express*, **27** (16), 22708 (2019). DOI: 10.1364/oe.27.022708
- [3] A. Sadeghi, P.Q. Liu, X. Wang, J. Fan, M. Troccoli, C.F. Gmachl, *Opt. Express*, **21** (25), 31012 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.031012
- [4] P.Q. Liu, X. Wang, C.F. Gmachl, *Appl. Phys. Lett.*, **101** (16), 161115 (2012). DOI: 10.1063/1.4761247
- [5] H. Knötig, B. Hinkov, R. Weih, S. Höfling, J. Koeth, G. Strasser, *Appl. Phys. Lett.*, **116** (13), 131101 (2020). DOI: 10.1063/1.5139649
- [6] Y. Wakayama, S. Iwamoto, Y. Arakawa, *Appl. Phys. Lett.*, **96** (17), 171104 (2010). DOI: 10.1063/1.3413949
- [7] M.C. Zheng, N.L. Aung, A. Basak, P.Q. Liu, X. Wang, J.-Y. Fan, M. Troccoli, C.F. Gmachl, *Opt. Express*, **23** (3), 2713 (2015). DOI: 10.1364/oe.23.002713
- [8] B. Schwarz, C.A. Wang, L. Missaggia, T.S. Mansuripur, P. Chevalier, M.K. Connors, D. McNulty, J. Cederberg, G. Strasser, F. Capasso, *ACS Photonics*, **4** (5), 1225 (2017). DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00133
- [9] I. Kundu, J.R. Freeman, P. Dean, L. Li, E.H. Linfield, A.G. Davies, *ACS Photonics*, **7** (3), 765 (2020). DOI: 10.1021/acsp Photonics.9b01616
- [10] K. Pierściński, D. Pierścińska, A. Kuźmicz, G. Sobczak, M. Bugajski, P. Gutowski, K. Chmielewski, *Photonics*, **7** (3), 45 (2020). DOI: 10.3390/Photonics7030045
- [11] R.A. Cendejas, Z. Liu, W. Sánchez-Vaynshteyn, C.G. Caneau, C.-E. Zah, C. Gmachl, *IEEE Photonics J.*, **3** (1), 71 (2011). DOI: 10.1109/JPHOT.2010.2103376
- [12] А.В. Бабичев, А.Г. Гладышев, А.С. Курочкин, В.В. Дуделев, Е.С. Колодезный, Г.С. Соколовский, В.Е. Бугров, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, Д.В. Денисов, А.С. Ионов, С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Ю. Егоров, Письма в ЖТФ, **45** (8), 31 (2019). DOI: 10.21883/PJT.2019.08.47618.17716 [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.Yu. Egorov, *Tech. Phys. Lett.*, **45** (4), 398 (2019). DOI: 10.1134/s1063785019040205].
- [13] A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, E.S. Kolodeznyi, A.S. Kurochkin, G.S. Sokolovskii, V.E. Bougrov, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, V.V. Dudelev, V.N. Nevedomsky, S.O. Slipchenko, A.V. Lutetskii, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, N.A. Pikhtin, A.Yu. Egorov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1124** (4), 041029 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/1124/4/041029
- [14] Y. Bai, S. Slivken, S. Kuboya, S.R. Darvish, M. Razeghi, *Nat. Photonics*, **4** (2), 99 (2010). DOI: 10.1038/nphoton.2009.263
- [15] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, **70** (20), 2670 (1997). DOI: 10.1063/1.119208
- [16] C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, A.L. Hutchinson, A. Tredicucci, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, S.N.G. Chu, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, **72** (12), 1430 (1998). DOI: 10.1063/1.120585