

05

Фазовые шумы одномодовых вертикально-излучающих лазеров с внутрирезонаторными контактами спектрального диапазона 89X nm

© М.А. Бобров¹, С.А. Блохин¹, Я.Н. Ковач¹, А.А. Блохин¹, Н.А. Малеев¹, А.Г. Кузьменков¹, М.Н. Марчий¹, А.П. Васильев², В.М. Устинов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

² НТЦ Микроэлектроники и субмикронных гетероструктур,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: j-n-kovach@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 06.05.2024 г.

В окончательной редакции 10.07.2024 г.

Принята к публикации 30.10.2024 г.

Приведены результаты исследований спектральной плотности фазовых шумов одномодовых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 89X nm с инжекцией носителей через внутрирезонаторные контактные слои и композиционные брэгговские решетки. Используя метод преобразования флуктуации частоты лазера в флуктуации интенсивности в оптическом дискриминаторе, было показано, что характер поведения фазовых шумов в диапазоне частот 1–1000 Hz имеет вид $1/f$ -шума, тогда как в диапазоне частот 10–100 kHz шумы насыщаются на уровне $(0.4–1) \cdot 10^9 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ в зависимости от размера токовой оксидной апертуры и потерь на вывод излучения.

Ключевые слова: вертикально-излучающий лазер, фазовый шум, атомные сенсоры.

DOI: 10.61011/OS.2024.12.59798.6647-24

В последнее время проблема уменьшения габаритных размеров и энергопотребления разного типа квантовых сенсоров на основе паров атомов щелочных металлов стала крайне актуальна, и ее решение возможно лишь с применением лазерных излучателей для оптической накачки и/или детектирования [1]. Широкие перспективы в данном направлении открывают полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) благодаря возможности получения одномодового режима генерации с симметричной диаграммой направленности, высокой температурной стабильностью характеристик и низким энергопотреблением [2]. Однако для применения в компактных квантовых стандартах частоты необходимо не только обеспечить одномодовый режим генерации со стабильной линейной поляризацией излучения и высоким быстродействием при малых токах накачки, но и низкие фазовые шумы. Дело в том, что фазовые шумы ограничивают как кратковременную нестабильность частоты квантовых стандартов частоты (КСЧ) через ухудшение отношения сигнал/шум, так и влияют на их долговременную нестабильность частоты из-за световых сдвигов частоты при длительном интегрировании [3,4]. На текущий момент известны лишь несколько конструктивных решений по созданию одномодовых поляризационно-стабильных ВИЛ с длиной волны излучения, соответствующей линии поглощения атомов ^{133}Cs , ^{85}Rb или ^{87}Rb , используемых в газовых ячейках [5–7]. Сравнительно недавно нами был предложен альтернативный подход по созданию ВИЛ спектрального

диапазона 85X/89X nm [8,9] и проведены предварительные оценки уровня шумов интенсивности [10].

В настоящей работе представлены результаты исследований спектральной плотности фазовых шумов одномодовых поляризационно-стабильных ВИЛ спектрального диапазона 89X nm (далее 89X nm ВИЛ), реализованных в рамках концепции гибридного микрорезонатора с инжекцией носителей через внутрирезонаторные контактные слои.

Исследуемый ВИЛ представляет собой гибридный вертикальный микрорезонатор, состоящий из нижнего полупроводникового $(\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As})$ распределенного брэгговского отражателя (РБО), нижнего внутрирезонаторного контакта $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ n -типа, нижней композиционной брэгговской решетки $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ n -типа, оптического резонатора с квантовыми ямами $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ в качестве активной области, верхней композиционной брэгговской решетки $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ p -типа с селективно-окисленной апертурой, верхнего внутрирезонаторного контакта $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ p -типа и верхнего диэлектрического $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ РБО. Более детальное описание конструкции 89X nm ВИЛ приведено в работах [8,11].

На рис. 1 приведены ватт-амперные характеристики и зависимости фактора подавления ортогональной поляризации (orthogonal polarization suppression ratio, OPSR) от рабочего тока для нескольких лазеров, отобранных для исследований спектральной плотности шумов (с различным размером токовой апертуры и

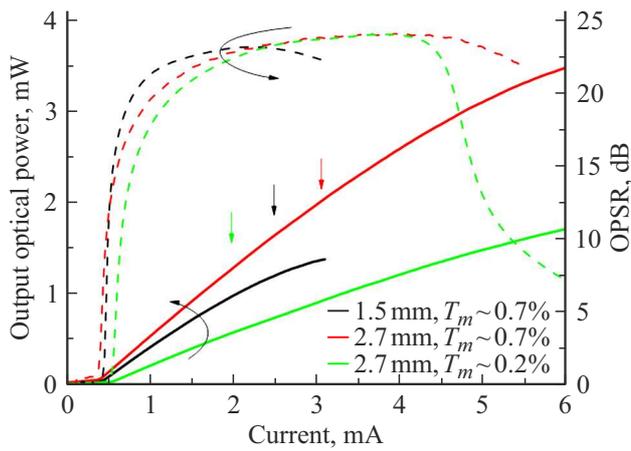


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики и зависимости OPSP от рабочего тока для ВИЛ с различным размером токовой апертуры и потерями на вывод излучения. Температура измерений 20°C. Стрелки указывают рабочие точки для исследования $S(f)$.

уровнем потерь на вывод излучения T_m). Величина OPSP определялась как отношение значений оптической мощности для двух ортогональных направлений поляризаций: $OPSP = 10 \log(P_{\parallel}/P_{\perp})$. Анализ статических и спектральных характеристик показал, что 89X nm ВИЛ демонстрируют одномодовую лазерную генерацию с фиксированным направлением поляризации во всем диапазоне рабочих токов вплоть до характерного размера оксидной токовой апертуры $2 \mu\text{m}$ [11]. Для лазеров с характерным размером апертуры более $2.5 \mu\text{m}$ в зависимости от уровня потерь на вывод излучения возможно переключение из одномодового режима генерации в многомодовый, сопровождаемое уменьшением OPSP. Причем дальнейшее увеличение размера апертуры ведет к более раннему переключению модового состава излучения лазера. А снижение потерь на вывод излучения ведет к усилению этого негативного эффекта из-за ослабления селективности фундаментальной моды.

Исследования спектральной плотности фазовых шумов лазера были выполнены при помощи оптического частотного дискриминатора, который преобразовывал флуктуацию частоты 89X nm ВИЛ во флуктуацию интенсивности. В качестве оптического частотного дискриминатора использовалась газовая ячейка с парами атомов Cs. Для определения коэффициента пересчета тока накачки в частоту отстройки по известным значениям частот сверхтонкого расщепления энергетических уровней D1-линии ^{133}Cs была использована газовая ячейка #1 с низким давлением буферного газа (вставка к рис. 2). В качестве рабочей газовой ячейки для измерения фазовых шумов использовалась ячейка #2, параметры которой выбраны так, чтобы обеспечить высокий коэффициент преобразования фазового шума в амплитудный шум при сохранении симметричной формы профиля поглощения (актуальная крутизна оптического дискри-

минатора 0.18 V/GHz). Для измерений преобразованного фазового шума использовался синхронный усилитель с дифференциальным входом SR830, установленный в режим измерения плотности шумов в полосе 1 Hz. Прецизионная настройка длины волны излучения лазера на линию поглощения D1 ^{133}Cs осуществлялась рабочим током, тогда как температура лазера была стабилизирована на уровне 20°C. Лазер настраивался на край линии поглощения газовой ячейки в точку с максимальной крутизной (положение этой точки определялось по положению локального максимума/минимума функции первой производной от сигнала поглощения на нагрузочном резисторе фотодетектора). Для минимизации шумов источника питания использовался химический источник питания в комбинации с делителем на основе перестраиваемых малошумящих сопротивлений.

На рис. 2 приведены частотные зависимости фазового шума $S(f)$ для ВИЛ спектрального диапазона 89X nm с различным размером токовой оксидной апертуры. Поведение фазового шума практически не зависит от размера токовой оксидной апертуры и в диапазоне частот 1–1000 Hz имеет характерный вид для $1/f$ -шума с переходом в белый шум при частотах выше 10 kHz. Результаты расчетов ширины линии излучения через интеграл фазовых шумов $\Delta\nu_{FN}$ [12] для всех исследованных ВИЛ оказались в отличном соответствии с данными прямых измерений ширины линии $\Delta\nu_{SI}$ с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо (приведены в таблице на рис. 2). При фиксированном уровне потерь на вывод уменьшение характерного размера токовой оксидной апертуры ведет к повышению последовательного и теплового сопротивлений лазера и росту перегрева активной области (при сравнимой плотности тока), что в комбинации с повышенным рабочим

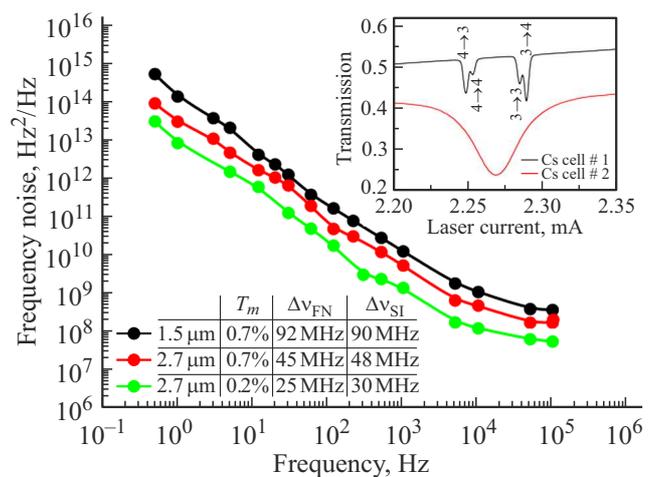


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности фазовых шумов $S(f)$ для 89X nm ВИЛ с различным характерным размером токовой оксидной апертуры и потерями на вывод излучения. Температура измерений 20°C. На вставке — кривые пропускания через Cs-ячейки при перестройке длины волны ВИЛ током вблизи рабочей точки.

током (для попадания в $D1$ -линию ^{133}Cs) приводит к росту α -фактора [13] и, в конечном счете, к уширению спектральной линии излучения лазера, что находится в хорошем соответствии с данными для узкоапертурного лазера, демонстрирующего наивысшие фазовые шумы. Снижение потерь T_m с $\sim 0.7\%$ до $\sim 0.16\%$ на проход резонатора при фиксированном характерном размере токовой оксидной апертуры ведет к росту времени жизни фотонов в резонаторе и к сужению спектральной линии излучения лазера, что коррелирует с малыми фазовыми шумами для широкоапертурного лазера.

Таким образом, разработанные 89X nm ВИЛ потенциально позволяют достигать фазовых шумов менее $1\text{E}9 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ в диапазоне частот $1\text{--}100 \text{ kHz}$, где типично работают петли обратной связи для стабилизации СВЧ и стабилизации длины волны лазера системы автоматического регулирования компактных квантовых стандартов частоты.

Таким образом, проведены исследования спектральной плотности фазовых шумов одномодовых ВИЛ спектрального диапазона 89X nm с инъекцией носителей через внутррезонаторные контактные слои и композиционные брэгговские решетки. Характер поведения фазовых шумов в диапазоне частот $1\text{--}1000 \text{ Hz}$ имеет вид $1/f$ -шума, тогда как в диапазоне частот $10\text{--}100 \text{ kHz}$ наблюдается насыщение на уровне $(0.4\text{--}1) \cdot 10^9 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ в зависимости от размера токовой оксидной апертуры, потерь на вывод излучения и рабочего тока лазера. Наименьший уровень фазовых шумов был зарегистрирован для широкоапертурных одномодовых 89X nm ВИЛ, причем снижение потерь на вывод излучения ведет к дополнительному падению уровня фазовых шумов.

Полученные результаты коррелируют как с данными для 79X nm [6,7] с классической геометрией микрорезонатора, так и с данными для 89X nm ВИЛ [5] с поляризационной анизотропией и пространственно-селективными потерями, успешно апробированных в КСЧ.

Результаты исследований важны для создания лазерных излучателей для КСЧ на основе атомов ^{133}Cs .

Финансирование работы

Исследования выполнены при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUG-2022-0011).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Kitching. Appl. Phys. Rev., **5** (3), 031302 (2018). DOI: 10.1063/1.5026238
- [2] B.D. Padullaparthi, J.A. Tatum, K. Iga. *VCSEL Industry: Communication and Sensing* (Wiley-IEEE Press, 2021), p. 352.
- [3] D. Miletic, C. Affolderbach, M. Hasegawa, R. Boudot, C. Gorecki, G. Mileti. Appl. Phys. B, **109** (1), 89–97 (2012). DOI: 10.1007/s00340-012-5121-7
- [4] J. Camparo, J. Coffler. Phys. Rev. A., **59** (1) 728–735 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevA.59.728
- [5] F. Gruet, A. Al-Samaneh, E. Kroemer, L. Bimboes, D. Miletic, C. Affolderbach, D. Wahl, R. Boudot, G. Mileti, R. Michalzik. Opt. Express, **21** (5), 5781 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.005781
- [6] V.A. Gaisler, I.A. Derebezoov, A.V. Gaisler, D.V. Dmitriev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, M.M. Kachanova, Y.A. Zhivodkov, A.V. Latyshev, M.N. Skvortsov, S.M. Ignatovich, V.I. Vishnyakov, N.L. Kvashnin, I.S. Mesenzova, A.V. Taichenachev, S.N. Bagaev, I.Y. Blinov, V.G. Pal'chikov, Yu.S. Samokhvalov, D.A. Parekhin. Optoelectron. Instrum. Data Process., **57** (5), 445–450 (2021). DOI: 10.3103/S875669902105006X
- [7] J. Di Francesco, F. Gruet, C. Schori, C. Affolderbach, R. Matthey, G. Mileti, Y. Salvadé, Y. Petremand, N. De Rooij. In: *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, ed. by K. Panajotov (2010). DOI: 10.1117/12.854147
- [8] С.А. Блохин, Н.А. Малеев, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков, А.П. Васильев, Ю.М. Задиранов, М.М. Кулагина, А.А. Блохин, Ю.А. Гусева, А.М. Оспенников, М.В. Петренко, А.Г. Гладышев, А.Ю. Егоров, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, В.М. Устинов. Квант. электрон., **49** (2), 187–190 (2019).
- [9] М.А. Бобров, Н.А. Малеев, С.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, А.А. Блохин, А.П. Васильев, Ю.А. Гусева, М.М. Кулагина, Ю.М. Задиранов, С.И. Трошков, В. Лисак, В.М. Устинов. ФТП, **50** (10), 1408–1413 (2016).
- [10] М.А. Бобров, С.А. Блохин, Н.А. Малеев, А.Г. Кузьменков, А.А. Блохин, А.П. Васильев, М.М. Кулагина, А.С. Пазгалев, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, В.М. Устинов. Письма в ЖТФ, **47** (24), 3 (2021). DOI: 10.61011/OS.2024.12.59798.6647-24
- [11] S.A. Blokhin, Y.N. Kovach, M.A. Bobrov, A.A. Blokhin, N.A. Maleev. St. Petersburg. Polytech. Univ. J-Phys. Math., **16** (3), 16–22 (2023). DOI: 10.18721/JPM.163.202
- [12] G. Di Domenico, S. Schilt, P. Thomann. Appl. Opt., **49** (25), 4801 (2010). DOI: 10.1364/AO.49.004801
- [13] H. Halbritter, R. Shau, F. Riemenschneider, B. Kögel, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, M. Maute, M.-C. Amann, P. Meissner. Electron. Lett., **40** (20), 1266 (2004). DOI: 10.1049/el:20046457