

Ширина линии излучения и α -фактор одномодовых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм на основе квантовых ям InGaAs/AlGaAs*

© С.А. Блохин¹, М.А. Бобров¹, А.А. Блохин¹, А.Г. Кузьменков^{2,1}, А.П. Васильев^{2,1},
Ю.М. Задиранов¹, Е.А. Европейцев¹, А.В. Сахаров¹, Н.Н. Леденцов³,
Л.Я. Карачинский^{4,1}, А.М. Оспенников⁵, Н.А. Малеев¹, В.М. Устинов^{2,1,6}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ VI Systems GmbH,
Berlin, Germany, D-10623

⁴ ООО „Коннектор Оптикс“,
194292 Санкт-Петербург, Россия

⁵ АО „РИРВ“,
192012 Санкт-Петербург, Россия

⁶ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

(Получена 25 мая 2017 г. Принята к печати 30 мая 2017 г.)

Проведены исследования ширины линии излучения одномодовых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм на основе квантовых ям InGaAs/AlGaAs. Ширина линии излучения лазера с характерным размером оксидной токовой апертуры 2 мкм достигает своего минимума ~ 110 МГц при выходной мощности 0.8 мВт. При дальнейшем повышении выходной оптической мощности наблюдается аномальное уширение линии излучения, что, по-видимому, обусловлено ростом α -фактора вследствие падения дифференциального усиления активной области в условиях повышенной концентрации носителей и высоких внутренних оптических потерь в микрорезонаторе. Проведена оценка величины α -фактора двумя независимыми методами.

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45326.8657

1. Введение

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, vertical-cavity surface-emitting lasers — VCSELs) спектрального диапазона 850 нм широко применяются как для оптической передачи данных, так и в различных типах сенсоров и датчиков [1]. Большое внимание уделяется вопросу создания сверхскоростных энергоэффективных оптических межсоединений, когда необходимо повысить быстродействие лазеров в режиме прямой токовой модуляции, снизить их энергопотребление и одновременно уменьшить ширину спектра лазерного излучения для снижения дисперсии сигнала при передаче данных по оптическому волокну [2,3]. В последние годы растет интерес к микроминиатюрным источникам лазерного излучения на основе ВИЛ ближнего инфракрасного (ИК) диапазона для применения в квантовых магнитометрах [4,5], лазерных интерферометрах [6] и квантовых стандартах частоты (так называемые атомные часы) [7,8], где принципиально требуется обеспечить одномодовый режим лазерной генерации ВИЛ с фик-

сированным направлением поляризации и малой шириной линии излучения. Классический способ получения одномодового режима лазерной генерации ВИЛ — уменьшение размеров токовой апертуры, используемой для ограничения области инжекции носителей. В ВИЛ с токовой апертурой, сформированной методом ионной имплантации, ввиду малого скачка эффективного коэффициента преломления отсутствует стабильное поперечное оптическое ограничение и модовый состав лазерного излучения определяется тепловыми эффектами и/или пространственным выжиганием дырок, а безызлучательная рекомбинация на радиационных дефектах ведет к резкому росту порогового тока с уменьшением размеров апертуры. Указанные факторы не позволяют реализовывать таким способом эффективные одномодовые быстродействующие лазеры. Применение токовой апертуры, полученной методом селективного окисления слоев AlGaAs с высоким содержанием Al, позволяет обеспечить эффективное токовое и оптическое ограничение без существенного увеличения внутренних оптических потерь [1]. В коммерчески доступных одномодовых ВИЛ спектрального диапазона 850 нм на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs, как правило, используется классическая

* Полный текст этой статьи будет опубликован в журнале „Физика и техника полупроводников“, том 52 вып. 1.

геометрия микрорезонатора с инжекцией носителей заряда через легированные полупроводниковые распределенные брэгговские отражатели (РБО) и одной оксидной токовой апертурой. В этом случае типичная ширина линии лазерной генерации составляет ~ 100 МГц (при выходной мощности ~ 0.5 мВт). Увеличение эффективной длины микрорезонатора и уменьшение потерь на вывод излучения позволило снизить ширину линии генерации ВИЛ спектрального диапазона 850 нм до уровня 23 МГц [9]. Однако такой подход сопряжен с падением быстродействия лазера (вследствие увеличения коэффициента затухания релаксационных колебаний), а также с уменьшением достижимого уровня выходной оптической мощности. С учетом современных тенденций в развитии конструкций ВИЛ ближнего ИК диапазона, связанных с увеличением дифференциального усиления активной области (напряженные активные области InAlGaAs) и снижением паразитной емкости (введение дополнительных оксидных слоев), актуальной задачей является анализ ширины линии генерации быстродействующих одномодовых ВИЛ на основе напряженных InAlGaAs квантово-размерных гетероструктур.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований одномодовых поляризационно-стабильных ВИЛ спектрального диапазона 850 нм на основе квантовых ям (КЯ) InGaAs/AlGaAs в классической геометрии микрорезонатора с оксидной токовой апертурой, для которых обнаружено аномальное поведение ширины линии генерации при высоких уровнях выходной оптической мощности, предложено объяснение данного эффекта и проведены оценки величины α -фактора.

2. Детали эксперимента

Эпитаксиальная структура исследуемых ВИЛ спектрального диапазона 850 нм представляет собой классический вертикальный микрорезонатор с выводом излучения вверх и состоит из скрытого контактного слоя n^+ -GaAs, нижнего легированного распределенного брэгговского отражателя (РБО), содержащего 35 пар четвертьволновых слоев $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ n -типа проводимости, микрорезонатора 1 λ -AlGaAs с напряженной активной областью InGaAlAs, верхнего РБО, содержащего 22 пары четвертьволновых слоев $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ p -типа и поверхностного контактного слоя GaAs p -типа.

Для обеспечения быстрого захвата носителей и малого коэффициента компрессии усиления использована конструкция оптического микрорезонатора с отдельным ограничением носителей и градиентным профилем показателя преломления. Для повышения дифференциального усиления и подавления термического выброса носителей в качестве активной области использованы 5 слоев КЯ $\text{In}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ толщиной 4 нм, окруженных барьерными слоями AlGaAs [10]. Число и толщина на-

пряженных КЯ InGaAs, а также толщина барьера AlGaAs выбраны таким образом, чтобы обеспечить максимальный фактор оптического ограничения при сохранении положения пика усиления вблизи 850 нм без заметного ухудшения структурного и оптического качества КЯ. Для решения проблемы транспорта носителей через РБО использованы градиентные интерфейсы с модулированным профилем легирования на гетерограницах отдельных четвертьволновых слоев. Два апертурных слоя AlGaAs p -типа проводимости со ступенчатым профилем состава (содержания по Al) расположены в верхнем РБО в непосредственной близости от микрорезонатора для снижения паразитной емкости ВИЛ. Резонансная длина волны микрорезонатора смещена в коротковолновую сторону относительно пика усиления активной области на 10 нм (так называемая отрицательная отстройка спектра усиления относительно резонансной длины волны) с целью обеспечения высокого быстродействия при комнатной температуре.

Планарная технология изготовления ВИЛ с классической геометрией микрорезонатора включает следующие основные операции: формирование омического контакта Ti/Pt/Au к контактному слою p^+ -GaAs, травление мезы до контактного слоя n^+ -GaAs, формирование оксидной токовой апертуры с помощью селективного окисления апертурного слоя через вскрытые участки на боковых стенках мезы, формирование омического контакта AuGe/Ni/Au к контактному слою n^+ -GaAs, типа, планаризация развитой поверхности бензоциклобутеном (bisbenzocyclobutene, BCB), формирование площадок p - и n -контактов в высокочастотной топологии. Для достижения компромисса между высоким быстродействием лазеров в режиме прямой токовой модуляции, сохранением низких пороговых токов и высокой дифференциальной эффективностью коэффициент отражения верхнего зеркала был оптимизирован экспериментальным путем с помощью мелкого травления приповерхностного слоя РБО [11].

Актуальный размер токовой оксидной апертуры для каждого исследованного ВИЛ контролировался двумя способами: анализом картины ближнего поля в допороговом режиме работы лазера и анализом контраста показателей преломления на границе оксид–полупроводник при ИК освещении. Вследствие небольшой анизотропии процесса селективного окисления слоев AlGaAs с высоким содержанием Al, оксидная токовая апертура имеет близкую к квадрату форму [12]. Было установлено, что область спонтанной электролюминесценции при малом уровне тока накачки хорошо вписывается в пределы области, определенной по границам контраста показателей преломления оксид–полупроводник. По-видимому, это обусловлено достаточно однородной инжекцией носителей в активную область вследствие наличия дополнительных потенциальных барьеров на гетерограницах относительно слабо легированных слоев РБО вблизи микрорезонатора. Исследования динамических характеристик ВИЛ проводились с помощью СВЧ зонда

непосредственно на пластине, а для поляризационных исследований и измерения ширины линии излучения индивидуальные лазеры монтировались в тестовые корпуса (для уменьшения влияния механических напряжений от контактов зондов).

3. Результаты и обсуждение

Применение нескольких оксидных апертурных слоев для снижения емкости ВИЛ приводит к усилению волноводного эффекта в поперечном направлении (из-за увеличения контраста эффективного показателя преломления на внешних границах активной области), в результате чего в лазерах с характерным размером оксидной токовой аперттуры более 3 мкм возникает многомодовая лазерная генерация через поперечные моды Лагерра–Гаусса.

На рис. 1 приведены ватт-амперные и спектральные характеристики ВИЛ с характерным размером токовой аперттуры ~ 2 мкм, измеренные в непрерывном режиме работы при комнатной температуре. В приборах реализуется лазерная генерация вблизи 860 нм с пороговым током ~ 0.56 мА, дифференциальной эффективностью ~ 0.65 Вт/А и максимальной выходной оптической мощностью ~ 1.75 мВт при токе 5 мА. Согласно результатам анализа эволюции спектров генерации с током и температурой, тепловое сопротивление лазеров достигает 7 К/мВт вследствие достаточно низкой теплопроводности нижнего РБО (~ 25 Вт/м·К). С ростом тока накачки, обусловленные саморазогревом лазера тепловые эффекты (термическая линза, падение усиления и т.д.), ведут к снижению эффективности селекции фундаментальной моды. Тем не менее, одномодовый режим генерации с фактором подавления боковых мод (SMSR) > 30 дБ сохраняется во всем диапазоне токов накачки. Несмотря на вырождение фундаментальной моды резонатора по поляризации, поляризационные исследования выявили преобладание выделенного направления поляризации излучения ВИЛ с фактором подавления ортогональной поляризации (OPSR) > 15 дБ во всем рабочем диапазоне токов без каких-либо переключений поляризации, что, по-видимому, обусловлено электрооптическим эффектом или механическими напряжениями в комбинации с сложной формой оксидной токовой аперттуры [13,14].

Согласно соотношению Шавлова–Таунса [15] и с учетом особенностей поведения показателя преломления в полупроводниковых инжекционных лазерах [16], ширина линии излучения для одномодового ВИЛ может быть записана следующим образом:

$$\Delta\nu_L^{ST} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{4\pi N_p} (1 + \alpha^2), \quad (1)$$

где N_p — концентрация фотонов в рассматриваемой моде (т.е. общее количество фотонов n_p в рассматриваемой моде, отнесенное к ее объему V_p , который в нашем случае полагается совпадающим с объемом

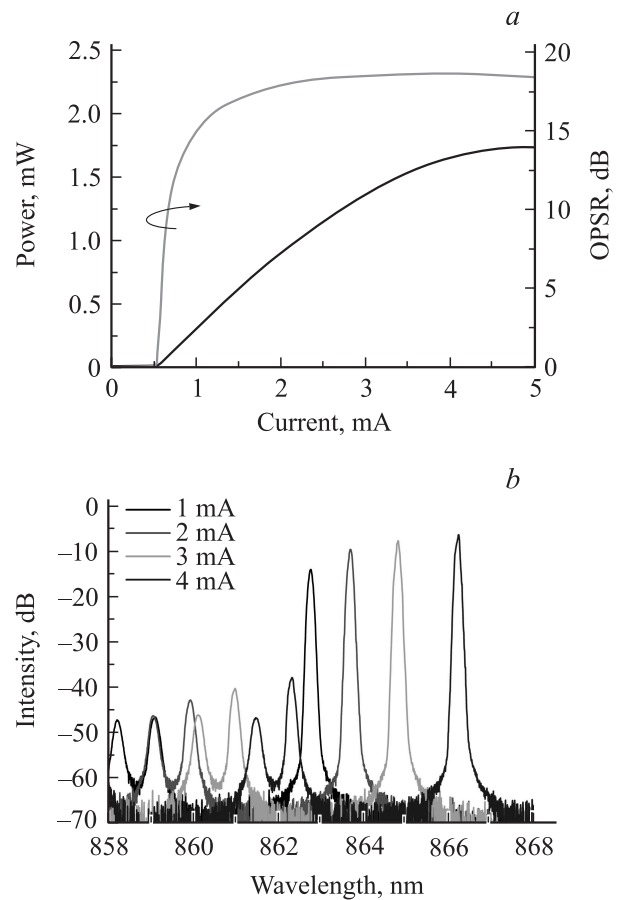


Рис. 1. ВИЛ с характерным размером токовой аперттуры ~ 2 мкм: *a* — ватт-амперная характеристика и зависимость фактора подавления ортогональной поляризации OPSR от тока накачки; *b* — спектры лазерной генерации при различных токах накачки. Измерения проведены при комнатной температуре.

микрорезонатора); R'_{sp} — скорость спонтанного излучения, приходящегося на данную моду (т.е. количество фотонов, спонтанно излучаемых в рассматриваемую моду за единицу времени, отнесенное к объему активной области V_a), Γ — трехмерный фактор оптического ограничения (далее Γ -фактор), α — фактор уширения спектральной линии (далее α -фактор). Концентрация фотонов N_p и скорость спонтанного излучения R'_{sp} на пороге генерации могут быть выражены следующим образом [17]:

$$N_p = P / h\nu V_p v_g g_{th}^* \eta_0, \quad (2)$$

$$R'_{sp} = v_g g_{th}^* n_{sp} / V_a, \quad (3)$$

где P — выходная оптическая мощность, $h\nu$ — энергия фотонов, излучаемых на резонансной длине волны рассматриваемой моды, v_g — групповая скорость ($\sim 8.5 \cdot 10^9$ см/с), g_{th}^* — модальное пороговое усиление, η_0 — внешняя квантовая эффективность, n_{sp} — фактор инверсной заселенности (типично ~ 1.5). Поскольку Γ -фактор выражается через объемы активной области

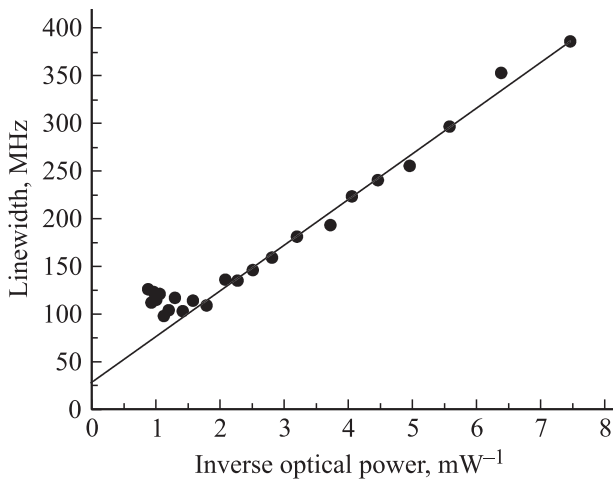


Рис. 2. Зависимость ширины линии излучения ВИЛ с характерным размером токовой апертуры ~ 2 мкм от обратной величины выходной оптической мощности. Измерения проведены при комнатной температуре.

и моды как $\Gamma = V_a/V_p$, выражение (1) может быть записано в следующем виде:

$$\Delta\nu_L^{ST} = \frac{h\nu(v_g g_{th}^*)^2 n_{sp} \eta_0}{4\pi P} (1 + \alpha^2). \quad (4)$$

На рис. 2 представлены результаты измерения ширины линии излучения $\Delta\nu_L$ ВИЛ с характерным размером токовой апертуры около 2 мкм, полученные с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо Thorlabs SA-200 (разрешающая способность 7.5 МГц). Для подавления шумов, обусловленных нестабильностью источника питания и паразитной оптической обратной связью, использовался химический источник питания, а между лазером и интерферометром был введен оптический изолятор. На экспериментальной зависимости ширины линии генерации ВИЛ от уровня обратной выходной оптической мощности можно выделить два участка. На первом участке ширина линии излучения падает с ростом оптической мощности, однако при дальнейшем росте оптической мощности на втором участке наблюдается сильное отклонение $\Delta\nu_L$ от линейной зависимости, что может также приводить к уширению линии генерации одномодовых ВИЛ при прямой токовой модуляции [18]. В результате ширина линии излучения для исследуемых ВИЛ достигает минимального значения ~ 110 МГц при выходной оптической мощности 0.8 мВт (рабочий ток 1.8 мА), что является типичной величиной для ВИЛ с классической геометрией микрорезонатора (без существенного увеличения его эффективной длины) [8,19].

Зависимость ширины линии излучения ВИЛ на первом участке обратно пропорциональна величине выходной оптической мощности, что коррелирует с выражением (4), однако ее экстраполяция при стремлении значения оптической мощности к бесконечности дает ненулевое значение ширины линии излучения $\Delta\nu_0 \approx 40$ МГц

(так называемая остаточная ширина линии излучения). Данный факт, по-видимому, может быть обусловлен конкуренцией поперечных мод или связан с фликкер-шумом из-за флуктуации подвижностей носителей заряда [20]. В результате выражение для ширины линии излучения ВИЛ, адекватно описывающее экспериментальные зависимости, имеет вид

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_L^{ST} + \Delta\nu_0, \quad (5)$$

Для оценки величины α -фактора необходимо вычислить значения параметров g_{th}^* и η_0 . Модальное пороговое усиление компенсирует сумму внутренних оптических потерь и общих потерь на вывод излучения через оба зеркала микрорезонатора $T_m = -\ln(R_F R_B)/2L_{eff}$, где эффективная длина L_{eff} (~ 1.5 мкм) учитывает конечную глубину проникновения электромагнитного поля в РБО. Поскольку отражательная способность нижнего (глухого) РБО в эксперименте всегда меньше 100%, необходимо ввести поправочный коэффициент F , отражающий долю оптической мощности, выходящей через верхнее (выводное) РБО:

$$F = \left(\frac{\sqrt{R_B}}{\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B}} \right) \left(\frac{1 - R_F}{1 - \sqrt{R_F R_B}} \right). \quad (6)$$

В результате внешняя квантовая эффективность может быть записана как

$$\eta_0 = \frac{\eta_d^F}{F \eta_j} \frac{e}{h\nu}, \quad (7)$$

где η_d^F — дифференциальная эффективность вывода излучения через верхнее РБО, η_j — внутренняя квантовая эффективность (так называемая эффективность токовой инжекции), e — заряд электрона. Расчеты коэффициентов отражения верхнего и нижнего РБО в рамках метода матриц переноса дают значения $R_F \approx 98.9\%$ и $R_B \approx 99.99\%$, что позволяет оценить значения $F \approx 0.99$ и $T_m \approx 37$ см⁻¹. Внутренние оптические потери и внутренняя квантовая эффективность могут быть найдены в рамках подхода, описанного в работе [21]. В нашем случае для исследуемых одномодовых ВИЛ наблюдается увеличение внутренних оптических потерь A_{int} до 21 см⁻¹ и падение эффективности токовой инжекции до $\sim 70\%$ по сравнению с широкоапертурными приборами из-за диффузного рассеяния света на оксидных слоях и роста утечки носителей заряда при их повышенной концентрации. Подставляя (7) в (4) и учитывая соотношение (5), получаем для α -фактора значение ~ 3.4 , что коррелирует с аналогичными оценками α -фактора для ВИЛ с активной областью на основе КЯ GaAs/AlGaAs [19] и напряженных КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs [22].

Аномальное уширение линии излучения с ростом мощностью ранее наблюдалось для одномодовых ВИЛ спектрального диапазона 1.55 мкм с туннельным переходом [23] и было объяснено нелинейностью усиления

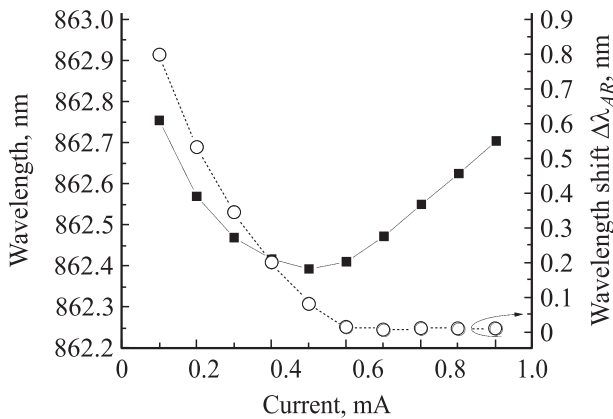


Рис. 3. Зависимость резонансной длины волны и сдвига резонансной длины волны $\Delta\lambda_{AR}$, обусловленного изменением показателя преломления активной области, от тока накачки для ВИЛ с характерным размером токовой апертуры ~ 2 мкм. Измерения проведены при комнатной температуре.

при наличии конкурирующих мод [24]. Однако в нашем случае сильный волноводный эффект на оксидной токовой апертуре ведет к фиксации модового состава лазера и формированию единого резервуара носителей для поперечных мод. Обнаруженное аномальное поведение ширины линии излучения на втором участке зависимости $\Delta\nu_L(P)$, по-видимому, связано с ростом α -фактора при увеличении выходной мощности в условиях высокой плотности носителей и фотонов в микрорезонаторе [25]. В самом деле, α -фактор равен отношению изменений вещественной и мнимой частей комплексного показателя преломления активной области лазера и может быть записан как [16,17]

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n/\partial N}{\partial g/\partial N}, \quad (8)$$

где λ — длина волны излучения лазера, $\partial n/\partial N$ — вариация действительной части показателя преломления активной области с концентрацией носителей, $\partial g/\partial N$ — вариация усиления активной области с концентрацией носителей (дифференциальное усиление).

Согласно [26], изменение показателя преломления активной области, обусловленное изменением концентрации носителей в непрерывном режиме накачки, может быть найдено из анализа поведения резонансной длины волны ВИЛ в зависимости от тока (см. рис. 3). Наблюдаемый сдвиг резонансной длины волны $\Delta\lambda$ представляет собой суперпозицию коротковолнового сдвига резонансной длины волны $\Delta\lambda_{AR}$, обусловленного изменением показателя преломления активной области, и длинноволнового сдвига резонансной длины волны $\Delta\lambda_{SH}$, обусловленного саморазогревом лазера. Поскольку в первом приближении концентрация носителей фиксируется на пороге генерации, актуальный сдвиг $\Delta\lambda_{SH}$ может быть найден из анализа сдвига резонансной длины волны с рассеиваемой мощностью P_{dis} выше порога генерации

(в нашем случае $\partial\lambda/\partial P_{dis} \approx 0.42$ нм/мВт). На рис. 3 также представлена зависимость сдвига $\Delta\lambda_{AR}$ от тока I для исследуемого ВИЛ, которая, согласно [27], может быть аппроксимирована выражением

$$\Delta\lambda_{AR} = -k[\sqrt{I/I_{th}} - 1], \quad (9)$$

где $k = 1.35$ нм — итоговый сдвиг резонансной длины волны при достижении порогового тока I_{th} , обусловленный изменением показателя преломления активной области. Тогда вариация показателя преломления активной области с концентрацией носителей может быть найдена из выражения [26]

$$\frac{\partial n}{\partial N} = \frac{kn_{eff}L_{eff}}{\lambda d_a N_{th}}, \quad (10)$$

где n_{eff} — эффективный показатель преломления (~ 3.5), d_a — общая толщина активной области, N_{th} — пороговая концентрация носителей в активной области, которая может быть рассчитана с использованием выражения [17]

$$N_{th} = \frac{\eta_i I_{th} \tau_{sp}}{eV_a}, \quad (11)$$

где τ_{sp} — время жизни носителей до порога. К сожалению, опубликованные данные по времени жизни носителей в напряженных КЯ InGaAs достаточно сильно разнятся. Так, согласно работе [28], значение τ_{sp} для InGaAs КЯ слабо зависит от содержания In в пределах 5–15% и составляет ~ 0.5 нс. Однако в работе [29] было выявлено существенное влияние высоты потенциальных барьеров на значение τ_{sp} для КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As/AlGaAs$, приводящее к его увеличению от ~ 0.9 до ~ 4.2 нс при уменьшении содержания Al от 20% до 0%. Для получения достоверных данных была изготовлена тестовая гетероструктура с активной областью, аналогичной активной области исследуемого ВИЛ, для которой проведены измерения времени жизни носителей методом спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением. Анализ времени спада фотолюминесценции позволил оценить время жизни носителей в КЯ $In_{0.08}Ga_{0.92}As/AlGaAs$ на уровне ~ 1.3 нс. Согласно выражению (11), пороговая концентрация носителей в активной области исследуемого ВИЛ достигает уровня $\sim 3.3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Расчет вариации показателя преломления активной области с концентрацией носителей согласно выражению (10) дает значение $\sim 5.6 \cdot 10^{-21}$ см 3 , что заметно ниже опубликованных данных для напряженных КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$, но хорошо коррелирует с данными для КЯ GaAs/AlGaAs [28].

Дифференциальное усиление активной области исследуемого ВИЛ может быть найдено из результатов малосигнального частотного анализа. На рис. 4 приведена зависимость резонансной частоты (или частоты релаксационных колебаний) от тока накачки, полученная с помощью аппроксимации экспериментальных амплитудно-частотных характеристик в рамках стандартной модели

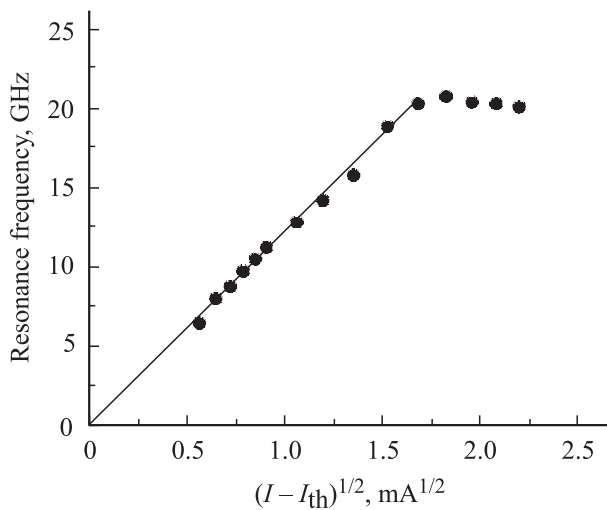


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты от тока накачки $\sqrt{I - I_{th}}$ для ВИЛ с характерным размером токовой апертуры ~ 2 мкм. Измерения проведены при комнатной температуре.

частотного отклика инжекционного лазера. Скорость нарастания резонансной частоты с током (так называемый D-фактор) равна ~ 12 ГГц/мА^{1/2} и согласно [19] может быть записана как

$$D = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\eta_i v_g}{e V_p} \left(\frac{\partial g}{\partial N} \right)}. \quad (12)$$

Используя подход по оценке объема моды [31], дифференциальное усиление активной области можно оценить как $\sim 2.7 \cdot 10^{-16}$ см², что примерно в 3 раза меньше по сравнению с аналогичными оценками для широкоапертурных лазеров [11]. Расчет α -фактора согласно выражению (8) дает значение ~ 3 , что хорошо коррелирует с оценками α -фактора из ширины линии излучения лазера. Однако дифференциальное усиление зависит как от концентрации носителей, так и от спектрального рассогласования спектра усиления и резонансной длины волны [22]. С одной стороны, рост концентрации носителей ведет к падению дифференциального усиления и, как следствие, к росту α -фактора. С другой стороны, сдвиг резонансной длины волны в коротковолновую сторону спектра усиления (относительно пика) при фиксированной концентрации носителей ведет к росту дифференциального усиления и, как следствие, к уменьшению α -фактора. Падение усиления требует увеличения концентрации носителей для достижения порога генерации, тем самым частично компенсируя падение α -фактора. Таким образом, малый объем микрорезонатора (малый размер токовой апертуры) в условиях высоких внутренних потерь ведет к высокой концентрации носителей в микрорезонаторе, что, в свою очередь, быстро переводит лазер в режим насыщения усиления с ростом тока накачки и росту α -фактора, приводящему к уширению линии излучения.

4. Заключение

В работе проведены детальные исследования однододовых ВИЛ спектрального диапазона 850 нм на основе КЯ InGaAs/AlGaAs с характерным размером токовой апертуры ~ 2 мкм. В лазерах получена однододовая лазерная генерация с подавлением ортогонально-поляризованной моды > 15 дБ. Ширина линии излучения лазера сначала уменьшается обратно пропорционально с ростом выходной оптической мощности и достигает своего минимума ~ 110 МГц при 0.8 мВт. Однако в условиях повышенной концентрации носителей в микрорезонаторе (из-за малого размера и высоких внутренних оптических потерь) лазер переходит в режим насыщения усиления, что ведет к падению дифференциального усиления с ростом тока накачки, росту α -фактора и увеличению ширины линии излучения.

Была проведена оценка величины α -фактора двумя различными способами. Оценка α -фактора из экспериментальной зависимости ширины линии излучения от оптической мощности с учетом остаточной ширины линии излучения $\Delta\nu_0 \approx 40$ МГц дает значение ~ 3.4 . Оценка α -фактора исходя из значений вариации показателя преломления активной области с концентрацией носителей и дифференциального усиления активной области дает значение ~ 3 . Близкие значения α -фактора, полученные двумя независимыми методами, позволяют сделать заключение об адекватности произведенных оценок. Обнаруженные эффекты и полученные данные могут быть использованы для последующей оптимизации конструкции однододовых ВИЛ с целью минимизации ширины линии лазерного излучения.

Исследованные лазеры являются результатом совместного проекта между VI- Systems GmbH и ООО Коннектор Оптик.

Список литературы

- [1] R. Michalzik. *VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* (Berlin, Springer-Verlag, 2013).
- [2] P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, J.A. Lott, D. Bimberg. *Proc. SPIE*, **9001**, 900103 (2014).
- [3] E. Haglund, P. Westbergh, J.S. Gustavsson, E.P. Haglund, A. Larsson, M. Geen, A. Joel. *Electron. Lett.*, **51** (14), 1096 (2015).
- [4] P.D.D. Schwindt, B. Lindseth, S. Knappe, V. Shah, J. Kitching, L.-A. Liew. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 081102 (2007).
- [5] M. Prouty, A. Miniature. *Wide Band Atomic Magnetometer, SERDP Project MR-1568, Geometrics* (2011).
- [6] A. Pruijboom, M. Schemmann, J. Hellmig, J. Schutte, H. Moench, J. Pankert. *Proc. SPIE*, **6908**, 69080I (2008).
- [7] L. Knappe, V. Shah, P.D.D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching, L.A. Liew, J. Moreland. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1460 (2004).
- [8] D.K. Serkland, K.M. Geib, G.M. Peake, R. Lutwak, A. Rashed, M. Varghese, G. Tepolt, M. Prouty. *Proc. SPIE*, **6484**, 648406 (2007).

- [9] D.K. Serkland, G.A. Keeler, K.M. Geib, G.M. Peake. Proc. SPIE, **7229**, 722907 (2009).
- [10] S.B. Healy, E.P. O'Reilly, J.S. Gustavsson, P. Westbergh, E. Haglund, A. Larsson, A. Joel. IEEE J. Quant. Electron., **46**, 506 (2010).
- [11] M.A. Bobrov, S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, A.A. Blokhin, Yu.M. Zadiranov, S.I. Troshkov, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov. J. Phys.: Conf. Ser., **643**, 012044 (2015).
- [12] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I.H. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B.E. Hammons, D. Mathes, R. Hull. IEEE J. Select. Topics in Quant. Electron., **3**, 916 (1997).
- [13] M.P. van Exter, A.K. Jansen van Doorn, J.P. Woerdman. Phys. Rev. A, **56**, 845 (1997).
- [14] F. Monti di Sopra, M. Brunner, R. Hövel. Photon. Technol. Lett., **14**, 1034 (2002).
- [15] A.L. Schawlow, C.H. Townes. Phys. Rev., **112**, 1940 (1958).
- [16] C.H. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **18**, 259 (1982).
- [17] K. Petermann. *Laser diode modulation and noise* (Kluwer Academic, 1991).
- [18] N.N. Ledentsov, J.A. Lott, J.-R. Kropp, V.A. Shchukin, D. Bimberg, P. Moser, G. Fiol, A.S. Payusov, D. Molin, G. Kuyt, A. Amezcua, L.Y. Karachinskiy, S.A. Blokhin, I.I. Novikov, N.A. Maleev, C. Caspar, R. Freund. Proc. SPIE, **8276**, 82760K (2012).
- [19] D. Kuksenkov, S. Feld, C. Wilmsen, H. Temkin, S. Swirhun, R. Leibenguth. Appl. Phys. Lett., **66**, 277 (1995).
- [20] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mašanović. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (N.Y., Wiley, 2012).
- [21] G.M. Yang, M.H. MacDugal, V. Pudikov, P.D. Dapkus. Photon. Technol. Lett., **7**, 1228 (1995).
- [22] D. Summers, P. Dowd, I.H. White, M.R.T. Tan. Photon. Technol. Lett., **7**, 736 (1995).
- [23] A. Bacou, A. Rissons, J.-C. Mollier. Proc. SPIE, **6908**, 69080F (2008).
- [24] K.U. Krüger, K. Petermann. IEEE J. Quant. Electron., **24**, 2355 (1988).
- [25] H. Halbritter, R. Shau, F. Riemenschneider, B. Kögel, M. Ortseifer, J. Roskopf, G. Böhm, M. Maute, M.-C. Amann, P. Meissner. Electron. Lett., **40**, 1266 (2004).
- [26] K. Kishino, S. Aoki, Y. Suematsu. J. Quant. Electron., QE-18, 343 (1982).
- [27] K. Stubkjaer, Y. Suematsu, M. Asada, S. Arai, A.R. Adams. Electron. Lett., **16**, 895 (1980).
- [28] M.H. Moloney, J. Hegarty, L. Buydens, P. Demeester, R. Grey, J. Woodhead. Appl. Phys. Lett., **62**, 3327 (1993).
- [29] A.P. Ongstad, D.J. Gallant, G.C. Dente. Appl. Phys. Lett., **66**, 2730 (1995).
- [30] M. Usami, H. Sakata, Y. Matsushima. *Proc. 19th Intern. Symp. Gallium Arsenide and Related Compounds* (1992) p. 803.
- [31] C. H. Wu, F. Tan, M. Feng, N. Holonyak, jr. Appl. Phys. Lett., **97**, 091103 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Linewidth and α -factor in 850-nm single-mode vertical-cavity surface-emitting laser based on quantum wells InGaAs/AlGaAs

S.A. Blokhin¹, M.A. Bobrov¹, A.A. Blokhin¹, A.G. Kuzmenkov², A.P. Vasil'ev^{2,1}, Y.M. Zadiranov¹, E.A. Evropeytsev¹, A.V. Sakharov¹, N.N. Ledentsov³, L.Ya. Karachinsky^{4,1}, A.M. Ospennikov⁵, N.A. Maleev¹, V.M. Ustinov^{2,1,6}

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

² Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center of the Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

³ VI Systems GmbH,

Berlin, Germany, D-10623

⁴ Connector Optics LLC,

194292 St. Petersburg, Russia

⁵ Russian Institute of Radionavigation and Time RIRT, 192012 St. Petersburg, Russia

⁶ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Studies of linewidth in 850-nm singlequantum wellsmode vertical-cavity surface-emitting lasers based on InGaAs/AlGaAs quantum wells are presented. Lasers with $2\mu\text{m}$ oxide current aperture size exhibit minimum linewidth of 110 MHz at output power of 0.8 mW. With a further increase in the output power, an anomalous emission linewidth broadening is observed, which is apparently caused by an increase in α -factor due to a decrease in the differential gain of the active region under conditions of an increased carrier concentration and high internal optical losses in the cavity. The α -factor is estimated by two independent methods.