

09

Высокоскоростные полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры для оптических систем передачи данных (Обзор)

© С.А. Блохин¹, Н.А. Малеев^{1,2}, М.А. Бобров¹, А.Г. Кузьменков^{1,3},
А.В. Сахаров¹, В.М. Устинов^{1,3,4}

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

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

³ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступил в Редакцию 27 сентября 2017 г.

Рассмотрены основные проблемы обеспечения высокого быстродействия полупроводниковых лазеров с вертикальным микрорезонатором (так называемых вертикально-излучающих лазеров) при амплитудной модуляции и способы их решения. Обсуждается влияние внутренних свойств излучающей активной области и электрических паразитных элементов эквивалентной схемы лазеров. Представлен обзор подходов, которые приводят к увеличению паразитной частоты отсечки, повышению дифференциального усиления активной области, возможности управления модовым составом излучения и временем жизни фотонов в оптическом микрорезонаторе, снижению влияния тепловых эффектов. Достигнутый уровень частот эффективной модуляции ~ 30 GHz близок к предельно достижимому для классической схемы прямой токовой модуляции, что определяет необходимость внедрения многоуровневых форматов модуляции для дальнейшего увеличения информационной емкости оптических каналов на основе вертикально-излучающих лазеров.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.01.45428.17057

1. Введение

В последние годы наблюдается активное внедрение высокоскоростных (10-25 Gbit/s) оптических каналов передачи данных с относительно небольшой протяженностью (до 150 м) в центрах обработки данных и суперкомпьютерах. Для указанных приложений характерно широкое использование многомодовых оптических волокон и поверхностно-излучающих полупроводниковых лазеров с вертикальным микрорезонатором (так называемых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) или vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL)) ближнего ИК-диапазона. Ключевыми достоинствами ВИЛ по сравнению с полупроводниковыми лазерами классической конструкции с выводом излучения через торцевые грани резонатора Фабри–Перо являются высокое быстродействие в режиме прямой токовой модуляции, узкая симметричная диаграмма выходного излучения, повышенная температурная стабильность выходной мощности и длины волны генерации, групповая технология изготовления и возможность тестирования приборов на подложке до ее разделения на отдельные лазерные кристаллы [1].

Концепция поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным микрорезонатором была предложена в конце 1970-х годов [2], однако только к концу 1990-х, с развитием современных методов эпитаксиального синтеза сложных многослойных гетероструктур, удалось достичь заметного прогресса и реализовать лазеры, пригодные для практического использования [3]. Высокое быстродействие при прямой токовой модуляции является одним из ключевых преимуществ ВИЛ, поскольку такой метод модуляции существенно проще в плане технической реализации по сравнению с высокоскоростными передатчиками на базе лазеров с распределенной обратной связью (РОС-лазер, англ. distributed feedback laser, DFB-laser) и быстродействующих интегральных модуляторов. При этом по сравнению с лазерами с резонатором Фабри–Перо и схемой прямой токовой модуляции ВИЛ обеспечивают более широкий диапазон предельных частот модуляции при лучшей стабильности характеристик и с меньшей потребляемой мощностью.

В сверхскоростных оптических каналах передачи данных на основе ВИЛ широко применяется амплитудная модуляция (amplitude-shift keying) интенсивности оптической несущей (т.е. излучения лазера) с применением линейного двухуровневого кода без возврата к уровню логического нуля — NRZ (non return to zero). В 2001 г. появились

первые сообщения о преодолении порога скорости передачи данных 10 Gbit/s в режиме амплитудной модуляции: исследователи из компании IBM достигли скорости 20 Gbit/s, используя в качестве активного элемента оптического передатчика ВИЛ на основе квантовых ям GaAs спектрального диапазона 850 nm с оксидной токовой апертурой $8\ \mu\text{m}$ [4]. Следующий рывок в уровне быстродействия произошел в 2006 г., когда исследователи из компании NEC продемонстрировали возможность достижения скорости передачи данных 25 Gbit/s, используя ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 1100 nm с оксидной токовой апертурой $7\ \mu\text{m}$ [5]. Год спустя исследователи из той же компании сообщили о реализации 30 Gbit/s оптической линии передачи данных на основе ВИЛ спектрального диапазона 1100 nm с захороненным туннельным переходом [6]. Через полгода исследователи из Университета Калифорнии установили новый рекорд: продемонстрировали оптическую передачу данных по оптоволокну со скоростью 35 Gbit/s, используя ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 980 nm с оксидной токовой апертурой $3\ \mu\text{m}$ [7]. Буквально спустя три месяца, используя ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 1100 nm с токовой апертурой $6\ \mu\text{m}$, исследователи из компании NEC установили новый рекорд скорости передачи данных в режиме прямой модуляции — 40 Gbit/s [8]. В случае ВИЛ спектрального диапазона 850 nm потребовалось значительно больше времени для преодоления рубежа 35 Gbit/s: в 2008 г. сначала была достигнута скорость 25 Gbit/s на канал с использованием ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs с оксидной токовой апертурой $9\ \mu\text{m}$ [9], а затем для ВИЛ на основе квантовых ям GaAs с оксидной токовой апертурой $6\ \mu\text{m}$ была получена скорость 30 Gbit/s [10]. В 2009 году для ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 850 nm с оксидной токовой апертурой $9\ \mu\text{m}$ последовательно была продемонстрирована скорость передачи данных 32 [11] и 38 Gbit/s [12]. Наконец, рубеж в 40 Gbit/s был преодолен в 2011 г. с использованием ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 850 nm с оксидной токовой апертурой $7\ \mu\text{m}$ [13]. В этом же году был поставлен новый рекорд скорости передачи данных — 44 Gbit/s — с применением ВИЛ на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 980 nm с оксидной токовой апертурой $6\ \mu\text{m}$ [14]. Однако уже в 2013 г. этот рекорд был побит: сначала была продемонстрирована скорость передачи данных 47 Gbit/s [15], а затем и 57 Gbit/s [16] для ВИЛ на основе

квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 850 nm с оксидной токовой апертурой 7–8 μm . На текущий момент абсолютным рекордом для прямой модуляции ВИЛ ближнего ИК-диапазона с применением классического NRZ-кода является скорость передачи данных 57 Gbit/s на канал.

В настоящем обзоре рассматриваются основные проблемы обеспечения высокого быстродействия ВИЛ при амплитудной модуляции и способы их решения.

2. Быстродействие ВИЛ при прямой модуляции

При использовании ВИЛ в высокоскоростных оптических системах передачи данных цифровой оптический сигнал, формируемый методом прямой токовой модуляции, должен быть передан в активную область для электрооптического преобразования без значимых потерь и искажений. Частотные характеристики для любого инжекционного лазера в режиме прямой токовой модуляции определяются как внутренними свойствами его излучающей активной области (так называемый „идеальный“ лазер), так и электрическими паразитными элементами эквивалентной схемы прибора (емкости, сопротивления и индуктивности), формирующими низкочастотный RC-фильтр. В рамках модели эквивалентного четырехполюсника [17] паразитные элементы можно изолировать от „идеального“ лазера, определив в качестве последнего непосредственно светоизлучающую область, где носители заряда и фотоны взаимодействуют через процессы поглощения, спонтанного излучения и стимулированного излучения. В состав RC-фильтра входят внешние паразитные элементы, связанные с контактными площадками, а также внутренние паразитные элементы, связанные с областями структуры лазера между металлическими контактами и непосредственно светоизлучающей областью, в случае ВИЛ ограниченной в латеральном направлении токовой апертурой. При таком рассмотрении динамическая модель „идеального“ лазера строится на базе системы феноменологических скоростных уравнений [18], а частотные свойства RC-фильтра определяются параметрами паразитных элементов электрической эквивалентной схемы прибора.

Частотный отклик полупроводникового лазера — амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) — при гармонической модуляции тока

накачки с частотой f для заданного постоянного рабочего тока I_0 , определяющего так называемую рабочую точку по току, определяется произведением передаточной функции $H_{int}(f)$ низкочастотного фильтра второго порядка с коэффициентом затухания (передаточная функция „идеального“ лазера) и функции $H_{ext}(f)$ низкочастотного фильтра первого порядка (передаточная функция RC-фильтра) [18]

$$H(f) = \text{const} \left[\frac{f_R^2}{f_R^2 - f^2 + j\gamma(f/2\pi)} \right] \left[\frac{1}{1 + j(f/f_p)} \right], \quad (1)$$

где f_R — резонансная частота, γ — коэффициент затухания релаксационных колебаний, f_p — паразитная частота отсечки. Частота собственных релаксационных колебаний „идеального“ лазера f_r , характеризующая динамику взаимодействия между инжектируемыми носителями заряда и генерируемыми фотонами, может быть записана как

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{N_p v_g}{\tau_p} \frac{g_N}{\chi} \right]^{1/2} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{v_g \eta_i}{q V_p} \frac{g_N}{\chi} \right]^{1/2} \sqrt{I_0 - I_{th}} = D \sqrt{I_0 - I_{th}}, \quad (2)$$

где N_p — плотность фотонов в лазерном резонаторе, τ_p — время жизни фотонов в резонаторе, g_N — дифференциальное усиление активной области лазера, v_g — групповая скорость фотонов, $\chi = 1 + \tau_s/\tau_e$ — транспортный коэффициент, учитывающий время транспорта носителей к активной области через нелегированную часть резонатора τ_s и характерное время термического выброса носителей из активной области τ_e , η_i — внутренняя квантовая эффективность, V_p — объем рассматриваемой оптической моды резонатора, q — элементарный заряд, I_{th} — пороговый ток лазера. Скорость нарастания релаксационной частоты с током (так называемый D -фактор) определяет насколько быстро можно модулировать „идеальный“ лазер. Однако для описания быстрого действия реального лазера используют понятия частоты эффективной модуляции $f_{-3\text{dB}}$ лазера по уровню спада АЧХ на -3 dB (так называемая полоса модуляции) при заданном рабочем токе и эффективности токовой модуляции (так называемый MCEF-фактор), связанные соотношением

$$f_{-3\text{dB}} = \text{MCEF} \sqrt{I_0 - I_{th}}. \quad (3)$$

Следует отметить, что предельная скорость передачи данных F в режиме прямой модуляции связана с частотой эффективной модуляции

лазера эмпирической зависимостью [19]:

$$F \sim 1.55f_{-3\text{dB}}. \quad (4)$$

В общем случае достижимое быстродействие лазера лимитируют три механизма: тепловые эффекты, демпфирование релаксационных колебаний и паразитная частота отсечки RC -фильтра, каждый из которых определяет свой собственный теоретический предел для максимальной частоты эффективной модуляции лазера при пренебрежении влиянием других механизмов.

Согласно выражению (2), наиболее прямой способ повышения быстродействия ВИЛ связан с увеличением плотности фотонов в резонаторе путем увеличения тока накачки. Однако саморазогрев лазера с ростом тока ведет к уменьшению инверсии заселенности и падению усиления активной области. В результате предельно достижимая частота эффективной модуляции лазера, ограниченная тепловыми эффектами, определяется выражением

$$f_{-3\text{dB},\text{thermal}} \approx \sqrt{1 + \sqrt{2}}f_{R,\text{max}}. \quad (5)$$

Отметим, что данный эффект также сопровождается дополнительным ростом коэффициента затухания релаксационных колебаний вследствие роста вклада нелинейности усиления в K -фактор. Очевидно, что для повышения быстродействия лазера необходимо не только уменьшить тепловое сопротивление и уровень рассеиваемой мощности, но и повысить дифференциальное усиление активной области и уменьшить объем моды.

Коэффициент затухания релаксационных колебаний квадратично растет с резонансной частотой:

$$\gamma = Kf_R^2 + \gamma_0, \quad (6)$$

$$K = 4\pi^2(\tau_p + \tau_g) = 4\pi^2 \left(\frac{L_c}{v_g(A_{int} + T_m)} + \frac{\varepsilon\chi}{g_N} \right), \quad (7)$$

где τ_p — время жизни фотонов в резонаторе, τ_g — компонента, отвечающая за нелинейность усиления, A_{int} — внутренние потери, T_m — потери на вывод излучения, L_c — эффективная длина микрорезонатора, ε — коэффициент нелинейности усиления, описывающий

падение усиления активной области с ростом концентрации фотонов (так называемая компрессия усиления), γ_0 — смещение коэффициента затухания, обусловленное вкладом спонтанного излучения в лазерную моду. В случае преобладающего влияния эффекта демпфирования релаксационных колебаний при большой плотности фотонов (когда можно пренебречь вкладом спонтанного излучения в лазерную моду) предельно-достижимая частота эффективной модуляции лазера, ограниченная демпфированием релаксационных колебаний, определяется выражением

$$f_{-3\text{ dB}, \text{damping}} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K}. \quad (8)$$

Из соотношений (6)–(8) следует, что для повышения быстродействия лазера необходимо уменьшить время жизни фотонов в резонаторе, увеличить дифференциальное усиление активной области и уменьшить коэффициент нелинейности усиления.

В реальном лазере паразитные емкости и сопротивления формируют *RC*-фильтр низких частот, который шунтирует модулирующий ток параллельно активной области на частотах, превышающих полосу пропускания *RC*-фильтра. В случае преобладающего влияния *RC*-фильтра предельно-достижимая частота эффективной модуляции лазера определяется выражением

$$f_{-3\text{ dB}, \text{parasitics}} = (2 + \sqrt{3})f_p. \quad (9)$$

Очевидно, что повышение быстродействия лазера связано с уменьшением паразитных емкостей и сопротивлений прибора.

В результате на практике приходится решать комплексную систему взаимосвязанных задач:

- увеличить дифференциальное усиление активной среды;
- снизить коэффициент нелинейности усиления;
- уменьшить время жизни фотонов;
- повысить плотность фотонов в резонаторе;
- уменьшить объем моды;
- снизить тепловое сопротивление лазера;
- увеличить паразитную частоту *RC*-фильтра.

3. Увеличение паразитной частоты отсечки

В общем случае в эквивалентной схеме ВИЛ можно выделить следующие основные компоненты (рис. 1): сопротивление R_{shunt} (типично пренебрежимо малая величина), которое отвечает за токи утечки, определяемые изолирующими свойствами материала под контактными площадками и состоянием поверхности между контактами; емкость C_{pad} , которая зависит от топологии контактных площадок и характеристик применяемых диэлектриков; сопротивление R_{loss} , которое учитывает потери на протекание тока через контактные площадки на высоких частотах; индуктивность L_{bridge} , которая образуется между контактной площадкой и металлизацией лазера одного типа проводимости; сопротивления R_n и R_p , которые оказывают легированные зеркала или внутрирезонаторные контакты соответствующего типа проводимости при протекании через них тока; емкость C_{ap} , которая образуется на оксидных слоях AlGaO; сопротивление R_j , которое описывает сопротивление $p-n$ -перехода „идеального“ лазера; емкость C_j , которая формируется прямосмещенным $p-n$ -переходом „идеального“ лазера в области токовой апертуры. Обычно индуктивность L_{bridge} мала и такая эквивалентная схема лазера соответствует схеме двух последовательно включенных низкочастотных фильтров первого порядка. Однако на практике существенным является вклад только одного каскада с меньшей частотой отсечки, поэтому при моделировании свойств ВИЛ, как правило, рассматривают RC -фильтр первого порядка. Таким образом, повышение паразитной частоты отсечки связано с минимизацией величин основных паразитных компонентов эквивалентной схемы ВИЛ. При этом наибольший вклад в ограничение быстродействия вносят емкости контактных площадок и лазера.

Для минимизации емкости контактных площадок C_{pad} был предложен ряд подходов: минимизация площади сигнальной контактной площадки [20], рост гетероструктуры ВИЛ на нелегированных подложках [21], удаление проводящих слоев под контактными площадками [22], применение под контактными площадками изолирующих материалов с низкой диэлектрической проницаемостью [7]. Согласно [23], использование бензоциклобутена (BCB) или полиимида в качестве изоляционного материала позволяет уменьшить емкость контактных площадок до уровня нескольких десятков фФ при сохранении относительно низких значений сопротивления R_{loss} . В результате частота отсечки низкоча-

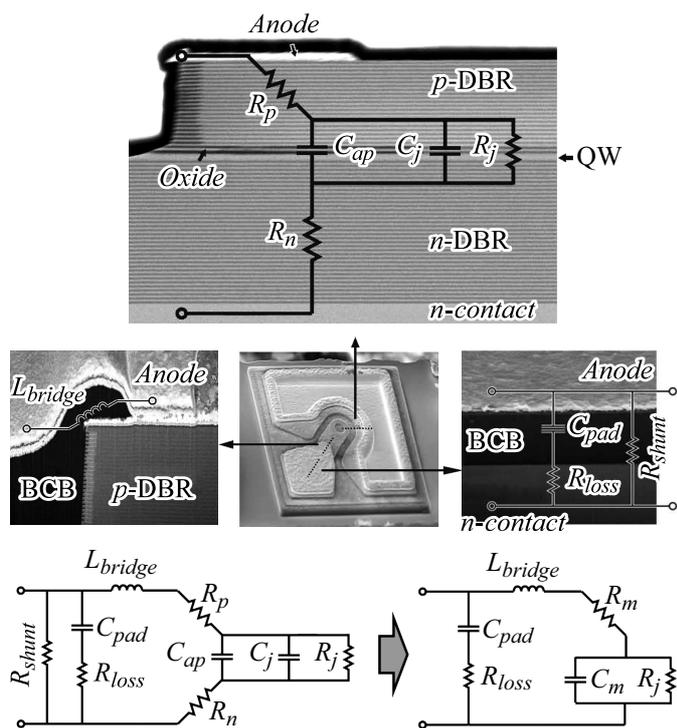


Рис. 1. Эквивалентная схема ВИЛ с проводящими РБО и селективно-окисленной токовой апертурой. DBR — распределенный брэгговский отражатель, QW — квантовая яма. $R_m = R_p + R_n$, $C_m = C_{ap} + C_j$

стотного фильтра, образованного емкостями и сопротивлениями контактных площадок, может быть увеличена до нескольких десятков GHz, а основной вклад в ограничение быстродействия будет вносить второй низкочастотный фильтр, образованный емкостями и сопротивлениями внутренних областей структуры лазера.

Характерной особенностью ВИЛ является наличие большого количества гетерограниц на пути инжекции носителей заряда в активную область. Наличие потенциальных барьеров на гетерограницах (наиболее критично для дырок) ведет к росту рабочего напряжения и после-

довательного сопротивления ВИЛ, что в конечном счете приводит к саморазогреву лазера и падению паразитной частоты отсечки. С целью уменьшения последовательного сопротивления лазера (сопротивления R_n и R_p на эквивалентной схеме) при сохранении низкого уровня оптических потерь были предложены различные схемы модификации зонной диаграммы гетерограниц в сочетании с оптимизацией профилей легирования: ступенчатое изменение состава [24,25], параболические профили изменения состава [26], унипараболические профили изменения состава [27]. В случае эпитаксиального выращивания гетероструктур ВИЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии активно используются „цифровые“ градиенты (digital alloy grading), которые позволяют сформировать любой эффективный профиль изменения состава [28,29].

Согласно [30], уменьшение толщины нелегированной части резонатора лазера ведет к снижению емкости на $p-n$ -переходе C_j . Однако профиль легирования слоев должен учитывать распределение электромагнитного поля стоячей волны в оптическом микрорезонаторе для предотвращения дополнительных оптических потерь на свободных носителях, а конструкция активной области и ее расположение относительно профиля электромагнитного поля стоячей волны должны обеспечивать высокое модальное усиление. В связи с этим единственный эффективный способ уменьшения емкости C_j — уменьшение площади токовой апертуры и снижение рабочих токов, что не всегда возможно.

С целью подавления эффекта рассеяния света на границе оксид–полупроводник [31] обычно формируют относительно тонкие селективно-окисленные токовые апертуры, однако это сопряжено с высокими значениями емкости C_{ap} . Уменьшение площади под оксидным слоем за счет уменьшения размера мезы лазера позволяет лишь частично решить проблему, поскольку на практике минимальный диаметр мезы ВИЛ с легированными зеркалами ограничен размером порядка $20\ \mu\text{m}$, а для ВИЛ с внутрирезонаторными контактами требуются мезы еще большего размера. В работах [32,33] было показано, что увеличение толщины оксидной апертуры ведет к пропорциональному уменьшению емкости C_{ap} и увеличению паразитной частоты отсечки. Благодаря эффекту обеднения легированных слоев вблизи оксида [34] применение многослойных оксидных структур с целью эффективного увеличения толщины оксида при сохранении низких значений сопротивлений R_n и R_p представляется логичным развитием предложенного подхода [35]. Применение двух четвертьволновых оксидных апертур обеспечивает

снижение емкости C_{ap} на 50% и позволяет поднять частоту отсечки до 18 GHz [36], а использование четырех дополнительных оксидных слоев (с меньшей длиной по сравнению с оксидной токовой апертурой) дает возможность снизить емкость еще на 30–40% и увеличить частоту отсечки до 22 GHz [37].

Альтернативным подходом уменьшения емкости C_{ap} является использование протонной имплантации для увеличения эффективной толщины непроводящей области над апертурой, что позволяет уменьшить суммарную емкость лазера $C_m = C_{ap} + C_j$ в 3 раза и повысить частоту отсечки с 19 до 36 GHz [38]. Однако, несмотря на ряд интересных результатов, этот подход так и не нашел широкого практического применения для создания сверхскоростных ВИЛ [39].

4. Дифференциальное усиление активной области

Выбор конструкции активной области в большей степени обусловлен требованиями к длине волны лазерного излучения и используемой системе материалов. Однако с точки зрения повышения быстродействия ВИЛ предпочтение необходимо отдать той конструкции активной области, которая обеспечит наибольшее дифференциальное усиление, что в свою очередь позволит повысить резонансную частоту без существенного увеличения рабочего тока.

Наиболее перспективным подходом для увеличения дифференциального усиления является снижение плотности состояний в активной области, которые необходимо заполнить носителям заряда для получения лазерной генерации. Согласно [40], дифференциальное усиление квантовых ям (КЯ) GaAs спектрального диапазона 850 nm (по сравнению с КЯ InGaAs спектрального диапазона 980 nm) лимитировано высокой плотностью состояний в валентной зоне. В [41] теоретически было показано, что дифференциальное усиление сильнонапряженных квантовых ям в 3–4 раза выше дифференциального усиления решеточно-согласованных квантовых ям, что позднее было экспериментально подтверждено в работах [42,43]. Увеличение внутренних механических напряжений (за счет увеличения концентрации In) в квантовой яме ведет к выдавливанию подзоны легких дырок в глубь валентной зоны и смещению квазиуровня Ферми для дырок к краю зоны, при этом обеспечивается

более высокое дифференциальное усиление для сильнонапряженных КЯ InGaAs. Описанный подход показал свою эффективность при реализации ВИЛ на основе напряженных квантовых ям InGaAs/GaAs спектрального диапазона 950–1100 nm и позволил преодолеть рубеж скорости передачи данных 25 Gbit/s [5,7,44]. Сравнительно недавно данная концепция была успешно применена и для ВИЛ спектрального диапазона 850 nm [9]. Согласно расчетам, приведенным в работе [45], добавление небольшого количества In в квантовую яму GaAs ведет к увеличению кривизны валентной зоны, расщеплению зон для тяжелой и легкой дырок, что в совокупности с меньшей толщиной квантовой ямы уменьшает плотность состояний в валентной зоне и обеспечивает двукратное увеличение дифференциального усиления. Следует отметить, что плотность состояний в валентной зоне напряженной квантовой ямы InGaAs при достижении содержания In $\sim 10\%$ практически перестает меняться. В работе [46] было показано, что применение квантовых ям $\text{In}_{0,07}\text{Ga}_{0,93}\text{As}/\text{AlGaAs}$ позволяет повысить частоту эффективной модуляции ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с 16.5 до 20 GHz, однако низкая (~ 10 GHz) паразитная частота отсечки реализованных приборов ограничивала скорость безошибочной модуляции данных на уровне 32 Gbit/s [10].

Для дальнейшего повышения частоты эффективной модуляции в режиме большого сигнала было предложено использовать описанный выше подход совместно с методами снижения паразитной емкости апертуры C_{ap} . На рис. 2 приведены расчетное распределение интенсивности электромагнитного поля и профиль показателя преломления в структуре такого типа ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе КЯ InGaAs. В основе конструкции использован классический вертикальный микрорезонатор с выводом излучения вверх, состоящий из скрытого контактного слоя GaAs n^+ -типа, нижнего распределенного брэгговского отражателя (РБО) n -типа $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, микрорезонатора 1λ -AlGaAs с активной областью, верхнего РБО p -типа $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ и поверхностного контактного слоя GaAs p^+ -типа. Для обеспечения быстрого захвата носителей в квантовые ямы и их эффективной локализации использована конструкция оптического микрорезонатора с разделным ограничением носителей и градиентным профилем изменения состава. При выборе конструкции активной области на основе КЯ InGaAs следует учитывать несколько нюансов. С одной стороны,

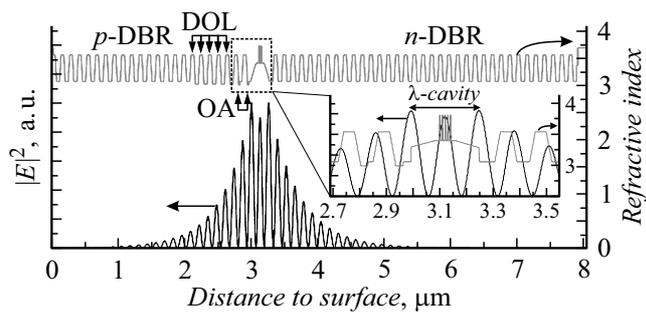


Рис. 2. Расчетное распределение электромагнитного поля стоячей волны и профиль показателя преломления в структуре ВЛП спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе КЯ InGaAs. На вставке — увеличенное изображение центральной области оптического микрорезонатора. OA — апертурные слои, DOL — дополнительные слои с меньшей глубиной окисления по сравнению с оксидной апертурой, DBR — распределенный брэгговский отражатель.

применение более глубоких квантовых ям (с высоким содержанием In) обуславливает необходимость уменьшения их толщины для сохранения требуемой длины волны излучения активной области при одновременном увеличении общего количества ям и уменьшения толщины барьерных слоев между ними для обеспечения высокого продольного фактора оптического ограничения и требуемого модального усиления [46]. С другой стороны, необходимо принимать во внимание, что уменьшение толщины барьерных слоев между квантовыми ямами сопряжено не только с вероятностью формирования связанных состояний, но и с возможным образованием ростовых дефектов из-за накопления структурных напряжений. В рассматриваемом случае активная область содержит пять КЯ InGaAs с содержанием In 7–8% и толщиной 4 nm, окруженных барьерными слоями $\text{Al}_{0.37}\text{Ga}_{0.63}\text{As}$ толщиной 6 nm. В непосредственной близости от микрорезонатора со стороны РБО *p*-типа расположены два апертурных слоя AlGaAs *p*-типа со ступенчатым профилем состава по Al, используемые для формирования оптического и токового ограничения в латеральном направлении методом селективного окисления. Для снижения емкости C_{ap} наряду с применением двойной оксидной апертюры использованы дополнительные селективно-

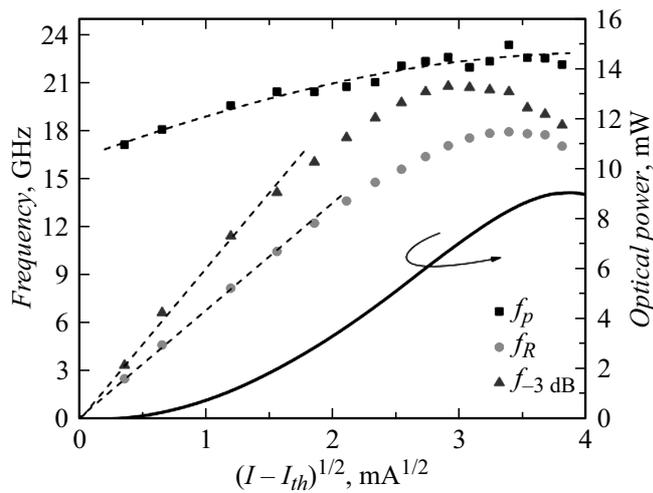


Рис. 3. Зависимости резонансной частоты f_R , частоты эффективной модуляции $f_{-3\text{ dB}}$, паразитной частоты отсечки f_p и выходной оптической мощности от $\sqrt{I - I_{th}}$ для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с токовой оксидной апертурой 9 μm . Температура измерений 20°C.

окисляемые слои AlGaAs, расположенные в РБО p -типа, которые имеют меньшую глубину окисления по сравнению с апертурными слоями (deep oxidation layer).

На рис. 3 приведены результаты малосигнального частотного анализа такого ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе КЯ InGaAs и двойной токовой оксидной апертурой размером 9 μm . Из представленных данных следует, что частота эффективной модуляции заметно превышает резонансную частоту во всем диапазоне рабочих токов, т.е. эффект демпфирования релаксационных колебаний выражен слабо. Более того, согласно моделированию частотных зависимостей коэффициента отражения для модулирующего СВЧ-сигнала, паразитная частота отсечки исследованных лазеров лежит в диапазоне 18–23 GHz и не оказывает существенного влияния на их высокочастотные свойства. Использованный подход к решению проблемы паразитного RC-фильтра позволил повысить эффективность модуляции

лазера СВЧ-сигналом и реализовать безошибочную передачу данных на скорости 38 Gbit/s [12].

Согласно теоретическим исследованиям [47,48], эффективного снижения плотности состояний и изменения положения уровня Ферми для дырок можно достичь за счет модулированного легирования активной области акцепторной примесью. Однако эксперименты показали, что, несмотря на существенное ($\sim 50\%$) падение коэффициента нелинейности усиления, наблюдается только относительно слабое (15%) увеличение дифференциального усиления активной области напряженных квантовых ям InGaAs [43]. В случае решеточно-согласованных квантовых ям GaAs опубликованные экспериментальные данные вообще не позволяют сделать однозначный вывод о влиянии легирования на дифференциальное усиление активной области [49,50]. При этом следует учитывать, что сопутствующий рост внутренних оптических потерь вследствие поглощения на свободных носителях в условиях низкого уровня модального усиления активной области, присущего лазерам с вертикальным микрорезонатором, в значительной степени лимитирует эффективность применения данного подхода для ВИЛ. В настоящее время можно выделить лишь исследования влияния δ -легирования напряженных квантовых ям InGaAs/GaAs на быстродействие ВИЛ спектрального диапазона 1060 nm [51], где показана возможность увеличения максимальной частоты модуляции с 16.5 до 18.5 GHz фактически за счет уменьшения компрессии усиления примерно в 3 раза и падения K -фактора на $\sim 50\%$ и продемонстрирована безошибочная передача данных на скорости до 25 Gbit/s. В то же время легирование активной области примесями p -типа позволяет эффективно повысить температурную стабильность динамических характеристик ВИЛ [52].

Альтернативным методом повышения дифференциального усиления является модификация кинетики излучательной рекомбинации активной области. Согласно теоретическим расчетам, в полупроводнике с центрами локализации (например, квантовыми точками) преобладает так называемый экситонный механизм рекомбинации носителей, приводящий, в частности, к значительному (до 2 раз) увеличению дифференциального усиления [53]. Несмотря на заметные успехи в области повышения быстродействия торцевых лазеров на основе классических квантовых точек, выращенных в режиме роста Странского–Крастанова [54], создание эффективных быстродействующих ВИЛ на основе квантовых точек ограничено такими проблемами, как низкое материальное уси-

ление, обусловленное малой поверхностной плотностью точек [55], и сильное демпфирование релаксационных колебаний вследствие ярко выраженного эффекта компрессии усиления [56]. Согласно теоретическим расчетам [57], увеличение плотности квантовых точек до 10^{11} cm^{-2} и применение технологии вертикального складирования рядов квантовых точек (до 15–20 рядов) потенциально позволяют достичь предельного быстродействия ВИЛ $\sim 10 \text{ GHz}$. Однако на практике быстродействие ВИЛ на основе квантовых точек InAs/InGaAs спектрального диапазона 1300 nm ограничено частотой эффективной модуляции $\sim 2.5 \text{ GHz}$ [58,59].

Насыщение усиления и падение дифференциального усиления квантовых точек Странского–Крастанова в основном связаны с их сильным неоднородным уширением [60] и заполнением носителями состояний смачивающего слоя [61], тогда как применение субмонослойных точек InGaAs или субмонослойных внедрений InAs в квантовую яму GaAs потенциально позволяет частично преодолеть указанные недостатки при сохранении экситонного механизма рекомбинации и подавлении латерального транспорта носителей [62]. Так, в работе [63] была продемонстрирована возможность работы ВИЛ спектрального диапазона 980 nm на основе субмонослойных квантовых точек InGaAs при скорости передачи данных 20 Gbit/s и температуре лазера вплоть до 120°C без изменения параметров прямой модуляции, однако использование сильнонапряженных квантовых ям InGaAs/GaAsP спектрального диапазона 980 nm позволяет достичь лучших результатов [64]. В то же время применение субмонослойных внедрений InAs в качестве активной области ВИЛ спектрального диапазона 850 nm не выявило заметного преимущества по сравнению с квантовыми ямами GaAs [65].

В отличие от классических торцевых лазеров Фабри–Перо в случае ВИЛ необходимо спектрально согласовать положение максимума спектра усиления активной области и резонансной длины волны микрорезонатора при требуемой рабочей температуре не только для повышения температурной стабильности порогового тока и выходной мощности, но и для улучшения динамических характеристик прибора [18]. Смещение резонансной длины волны в более длинноволновую область по сравнению с максимумом спектра усиления активной области (так называемый отрицательный детюнинг) позволяет обеспечить более высокое диффе-

ренциальное усиление на длине волны генерации ВИЛ и увеличить частоту эффективной модуляции при повышенной температуре [64,66].

5. Управление модовым составом излучения

После решения проблемы низкой паразитной частоты отсечки наиболее очевидным способом увеличения резонансной частоты ВИЛ является повышение плотности фотонов в резонаторе (см. соотношение (2)). Однако повышение плотности фотонов в резонаторе за счет увеличения концентрации инжектируемых носителей (плотности тока накачки) ведет к значительному росту (пропорционально третьей степени) скорости деградации прибора [34,67]. Следует принимать во внимание, что в случае многомодового режима генерации ВИЛ необходимо отдельно учитывать плотность фотонов, приходящихся на каждую оптическую моду лазерного микрорезонатора. По этой причине скорость нарастания резонансной частоты с током (D -фактор) для многомодового лазера будет медленнее, чем в случае одномодового лазера [68]. Более того, конкуренция за носители между отдельными модами может приводить к неклассическому (более одного резонанса) виду АЧХ многомодовых лазеров [69,70].

На рис. 4 приведены результаты малосигнального частотного анализа ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе КЯ InGaAs, реализованного в конструкции, представленной на рис. 2. Основные параметры, характеризующие высокочастотные свойства приборов, построены в зависимости от размера токовой оксидной апертуры. Уменьшение размера токовой оксидной апертуры не только снижает количество мод в спектре лазерной генерации, но и уменьшает модовый объем, что ведет к существенному росту плотности фотонов для потенциально поддерживаемых мод. В результате D -фактор растет с уменьшением размера токовой апертуры (в первом приближении обратно пропорционально размеру) [71,72]. Это позволяет достичь более высоких резонансных частот (рис. 4, a), однако резкий рост электрических и тепловых сопротивлений при уменьшении латеральных размеров токовой апертуры приводит к сильному саморазогреву лазеров, что в сочетании с высокими значениями коэффициента затухания релаксационных колебаний лимитирует диапазон рабочих токов, при которых достигается высокая частота

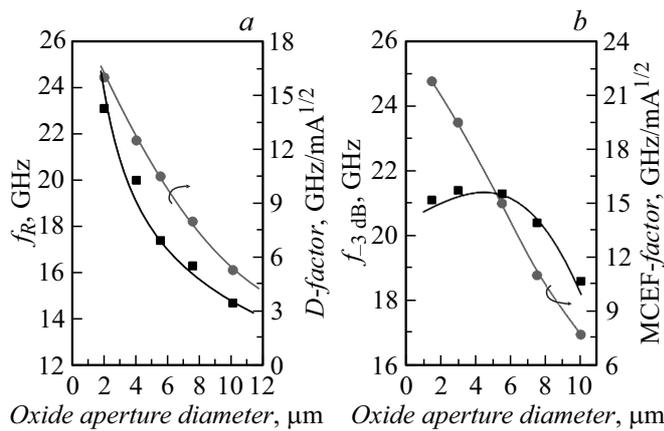


Рис. 4. ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm. *a* — зависимости максимальной резонансной частоты f_R и D -фактора от размера токовой оксидной апертуры, *b* — зависимости максимальной частоты эффективной модуляции $f_{-3 \text{ dB}}$ и MCEF-фактора от размера токовой оксидной апертуры. Температура измерений 20°C .

эффективной модуляции, и ограничивает скорость передачи данных для одномодовых лазеров на уровне 25 Gbit/s [73,74]. В результате оптимальный размер токовой апертуры, обеспечивающий максимальное быстродействие ВИЛ, типично лежит в диапазоне 4–8 μm (рис. 4, *b*). В то же время лазеры с токовой апертурой 3–4 μm , в которых фактор подавления мод высшего порядка (SMSR) не превышает 10–20 dB (так называемые квазиодномодовые лазеры), позволяют не только достичь высоких частот эффективной модуляции при малых токах накачки, но и уменьшить ширину спектра лазерной генерации по сравнению с таковой для типичных многомодовых ВИЛ [32]. Такой подход широко используется для повышения энергоэффективности оптических передатчиков на основе ВИЛ и дальности передачи данных по стандартному многомодовому оптоволокну [75–77].

Альтернативным подходом к увеличению плотности фотонов, входящих на одну лазерную моду, является управление модовым составом (уменьшение числа мод) в изначально многомодовом широкоапертурном приборе путем внесения селективных оптических

потерь и/или дополнительного оптического ограничения. Например, формирование оптической апертуры с высоким уровнем поглощения на свободных носителях с помощью технологии локальной диффузии цинка позволяет увеличить мощность одномодового излучения ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе квантовых ям GaAs и оксидной токовой апертурой, однако, несмотря на рост D -фактора, резонансная частота для таких приборов быстро насыщается с ростом тока из-за пространственного выжигания дырок в спектре усиления, что в итоге ограничивает частоту эффективной модуляции на уровне 12 GHz [78]. Создание оптической апертуры путем формирования пространственно-упорядоченного массива протравленных отверстий в выводном зеркале ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе квантовых ям GaAs и токовой апертурой, полученной ионной имплантацией, позволяет реализовывать одномодовые лазеры с частотой модуляции более 18 GHz и скоростью безошибочной передачи данных 25 Gbit/s [79]. Однако низкая выходная оптическая мощность и относительно высокий пороговый ток [80] в совокупности с технологической сложностью формирования такого рода оптической апертуры ограничивают практическое использование такого подхода. Наиболее перспективным направлением для контроля модового состава ВИЛ [81] является формирование поверхностного рельефа путем локального травления выводного зеркала на глубину, кратную толщине четвертьволнового слоя РБО. Однако с точки зрения существенного повышения быстродействия ВИЛ данный подход выигрыша не обеспечивает [82] и преимущественно применяется для повышения дальности передачи данных при сохранении приемлемо высокой скорости [83,84].

6. Управление временем жизни фотонов в резонаторе

Согласно выражению (6), увеличение резонансной частоты f_R одновременно ведет к росту коэффициента затухания релаксационных колебаний. Чтобы обеспечить повышение частоты эффективной модуляции $f_{\text{зав}}$ при росте резонансной частоты, необходимо уменьшить K -фактор. К сожалению, эффективных методов управления коэффициентом нелинейности усиления активной области ε в настоящее время

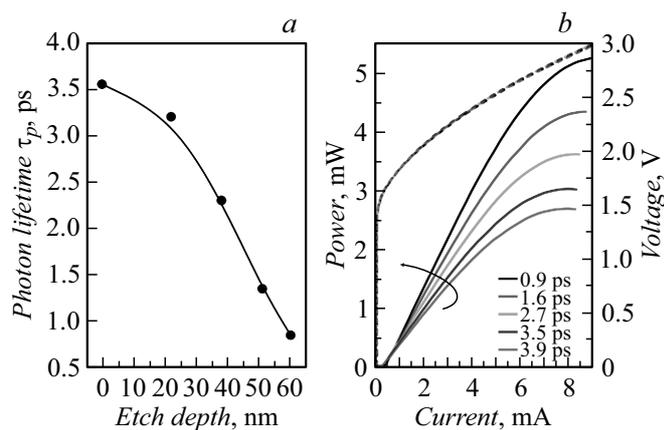


Рис. 5. ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с диаметром токовой апертуры $5.5 \mu\text{m}$. *a* — зависимость времени жизни фотонов в резонаторе от глубины травления приповерхностного слоя РБО, *b* — вольт- и ватт-амперные характеристики лазера при различном времени жизни фотонов в резонаторе. Температура измерений 20°C .

не предложено, а увеличение дифференциального усиления активной области g_N , обеспечивающее рост резонансной частоты f_R , может одновременно приводить к значительному росту компрессии усиления [51]. Наиболее перспективный подход для ослабления эффекта демпфирования релаксационных колебаний связан с уменьшением времени жизни фотонов в резонаторе τ_p , которое можно осуществить путем снижения коэффициента отражения выводного зеркала за счет изменения числа пар четвертьволновых слоев в РБО или изменения толщины приповерхностного слоя РБО. В качестве примера на рис. 5 приведена эволюция ватт- и вольт-амперных характеристик ВИЛ спектрального диапазона 850 nm на основе КЯ InGaAs с токовой оксидной апертурой $5.5 \mu\text{m}$ в конструктивном исполнении, представленном на рис. 2. Последний вариант позволяет управлять временем жизни фотонов в резонаторе τ_p без заметного ухудшения вольт-амперных характеристик лазеров и избежать неконтролируемого разброса характеристик ВИЛ, обусловленного неоднородностью эпитаксиальной структуры лазера или неравномерностью при выполнении постростовых операций по

изменению числа пар четвертьволновых слоев в РБО. В работе [85] впервые было показано, что уменьшение времени жизни τ_p с 6.4 до 3.3 ps для ВИЛ спектрального диапазона 850 nm с активной областью на основе квантовых ям InGaAs ведет к 50% падению K -фактора и соответствующему увеличению частоты эффективной модуляции f_{-3dB} с 15 до 23 GHz, что в конечном счете позволило достичь скорости безошибочной передачи данных 40 Gbit/s в многомодовых ВИЛ [86].

Однако данный подход имеет свои ограничения. С одной стороны, снижение времени жизни фотонов в резонаторе позволяет поднять предельную частоту эффективной модуляции (рис. 6, *b*). С другой стороны, уменьшение коэффициента отражения выводного зеркала сопряжено с ростом оптических потерь на вывод излучения T_m и соответствующим ростом порогового тока (рис. 6, *a*), поскольку для достижения условия лазерной генерации потребуется более высокая плотность носителей в активной области. В свою очередь рост порогового тока ведет к падению дифференциального усиления g_N , снижению резонансной частоты f_R (рис. 6, *c*), а в пределе высоких потерь на вывод излучения T_m и весомых внутренних оптических потерь — к уменьшению максимальной частоты эффективной модуляции f_{-3dB} . В результате для каждой конкретной конструкции ВИЛ существует свое оптимальное время жизни фотонов в резонаторе τ_p , при котором достигается наибольшая частота эффективной модуляции f_{-3dB} [13,87]. Следует отметить, что значение оптимального времени жизни фотонов в резонаторе τ_p и величина изменения частоты эффективной модуляции также зависят от размера токовой апертуры [37].

На рис. 7, *a* приведены отношения частоты эффективной модуляции f_{-3dB} к резонансной частоте f_R в зависимости от тока накачки для ВИЛ спектрального диапазона 850 nm на основе КЯ InGaAs в конструктивном исполнении, представленном на рис. 2. Следует отметить, что паразитная частота отсечки рассматриваемых приборов превышает 20 GHz и не оказывает существенного влияния на быстродействие исследуемых лазеров. В широкоапертурных лазерах отношение частоты эффективной модуляции f_{-3dB} к резонансной частоте f_R стремится к теоретическому пределу 1.55, соответствующему случаю, когда лимитирующим механизмом являются тепловые эффекты (рис. 7, *a*). В то же время для лазеров с относительно малыми размерами токовой апертуры наблюдается резкое падение отношения f_{-3dB}/f_R с ростом тока накачки, обусловленное высоким уровнем коэффициента затухания

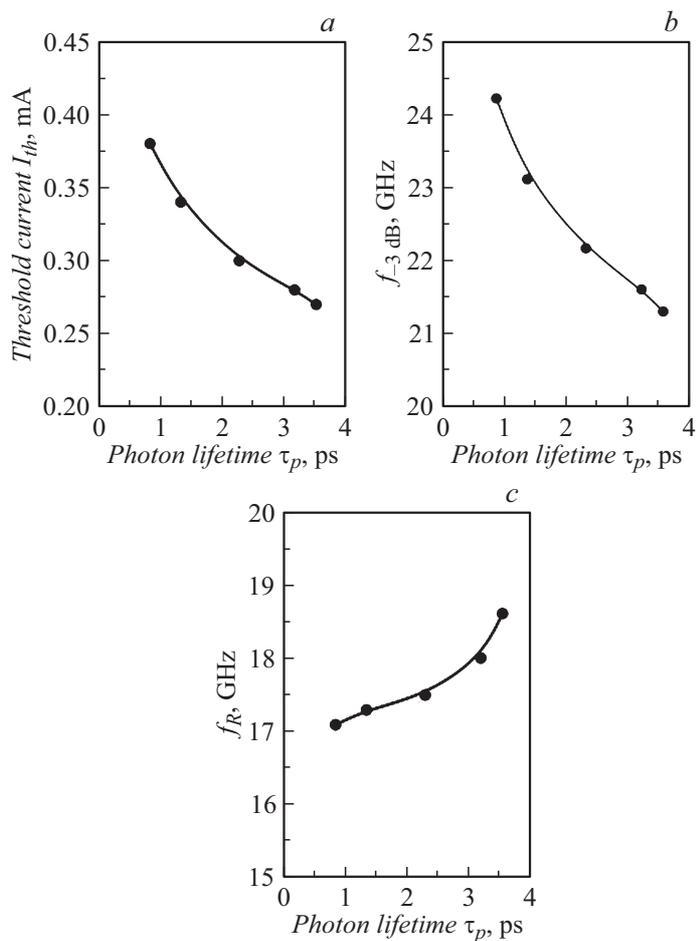


Рис. 6. ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с диаметром токовой апертуры $5.5\ \mu\text{m}$: зависимости порогового тока I_{th} (a), предельных значений частоты эффективной модуляции $f_{-3\text{ dB}}$ (b) и резонансной частоты f_R (c) от времени жизни фотонов в резонаторе. Температура измерений 20°C .

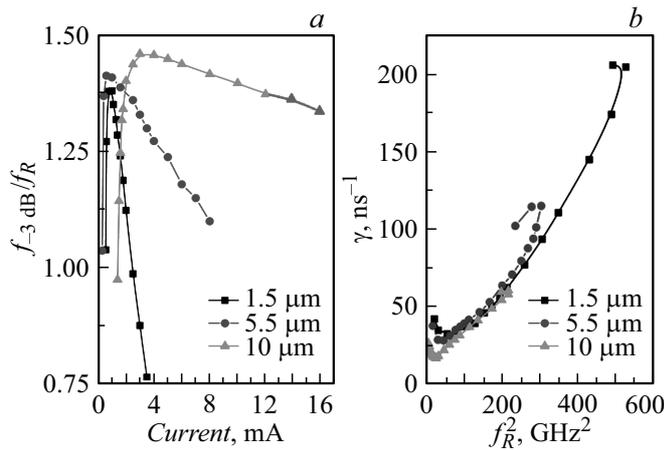


Рис. 7. ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с диаметром токовой апертуры 1.5, 5.5 и 10 μm . *a* — зависимости отношения частоты эффективной модуляции $f_{-3\text{dB}}$ к резонансной частоте f_R от тока накачки, *b* — зависимости коэффициента затухания от квадрата резонансной частоты. Температура измерений 20°C.

релаксационных колебаний γ , что свидетельствует о доминировании механизма демпфирования релаксационных колебаний (рис. 7, *b*). Следует отметить, что при размерах оксидной токовой апертуры менее 5 μm наблюдаются рост внутренних оптических потерь A_{int} , обусловленных дифракцией света на краях оксидной апертуры [31], и одновременное падение внутренней квантовой эффективности η_i из-за роста утечки носителей при повышенной плотности тока [18], что ведет к дополнительному падению дифференциального усиления активной области g_N . В результате при малых размерах апертуры растет вклад нелинейности усиления τ_g в величину K -фактора. В этом случае существенное повышение потерь на вывод излучения T_m ведет к значительному росту компоненты τ_g , что компенсирует эффект уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе τ_p (рис. 8). Таким образом, положительное влияние уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе на быстродействие ВИЛ будет эффективным лишь для лазеров с промежуточным размером токовой апертуры (3–7 μm), в

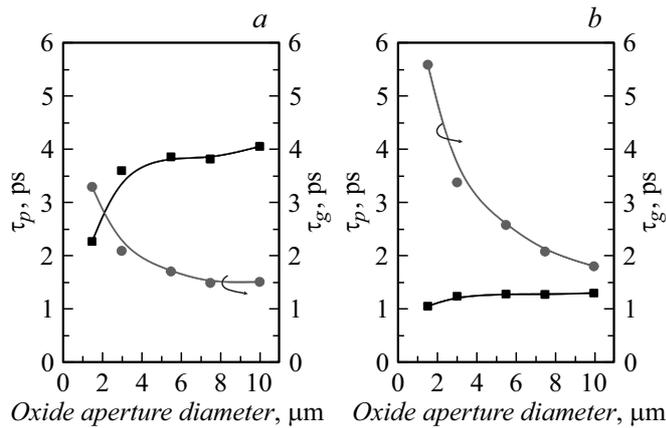


Рис. 8. Зависимости времени жизни фотонов в резонаторе τ_p и нелинейности усиления τ_g от размера токовой оксидной апертуры при низком (а) и высоком (б) уровне потерь на вывод излучения для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm. Температура измерений 20°C.

которых сохраняются относительно низкие внутренние потери, а быстрое действие лимитируется демпфированием релаксационных колебаний (рис. 9). Для ВИЛ на основе напряженных квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 850 nm с указанными размерами токовой апертуры уменьшение времени жизни фотонов в резонаторе позволило повысить частоту эффективной модуляции до 24–25 GHz [87].

Необходимо отметить, что с точки зрения модуляции в режиме большого сигнала (например, при импульсной модуляции) увеличение частоты эффективной модуляции за счет уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе необязательно приводит к повышению скорости передачи данных [88]. С одной стороны, увеличение K -фактора приводит к росту времени нарастания сигнала и уменьшению амплитуды оптического сигнала, что негативно сказывается на качестве глазковой диаграммы. С другой стороны, уменьшение K -фактора ведет к росту дрожания фазы (так называемый временной джиттер, jitter) и увеличению выброса амплитуды сигнала над логическим уровнем „1“ (overshoot) в глазковой диаграмме, что ограничивает скорость безошибочной передачи цифровых данных, несмотря на высокую частоту

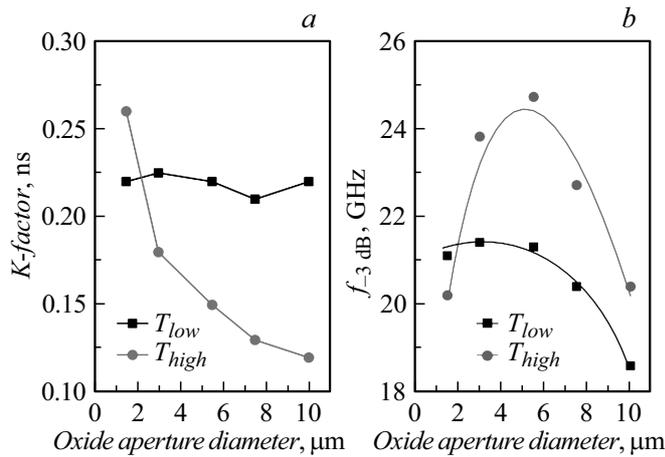


Рис. 9. Зависимости K -фактора (а) и частоты эффективной модуляции $f_{-3 \text{ dB}}$ (б) от размера оксидной токовой апертуры при низком и высоком уровне потерь на вывод излучения для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm. Температура измерений 20°C.

эффективной модуляции. Поэтому для получения качественных глазковых диаграмм (удовлетворяющих стандартным маскам) на требуемой скорости передачи данных необходимо оптимизировать величину коэффициента затухания для одновременного достижения высокой частоты эффективной модуляции и низкого уровня дрожания фазы. В работе [16] показано, что для ВИЛ с максимальной частотой модуляции 23 GHz скорость безошибочной передачи данных при величине K -фактора $\sim 0.17 \text{ ns}$ может быть увеличена до 57 Gbit/s.

Дальнейшее повышение быстродействия ВИЛ связано с уменьшением тепловыделения и/или улучшением отвода тепла, а также с улучшением электронного и оптического ограничения.

7. Тепловые эффекты

Эффект увеличения внутренней температуры (так называемый эффект саморазогрева) для любого инжекционного лазера приводит к снижению дифференциальной эффективности за счет уменьшения

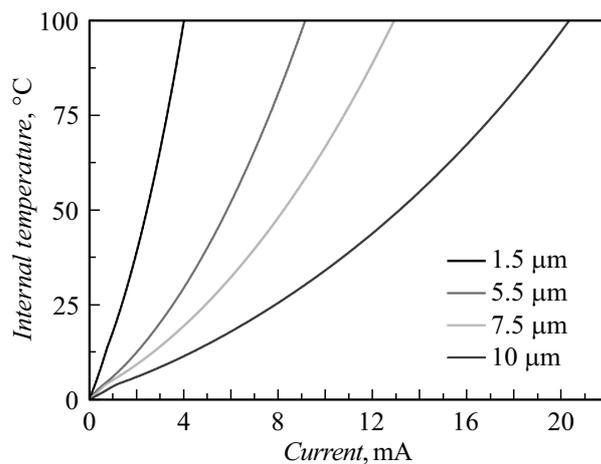


Рис. 10. Зависимости внутренней температуры от тока накачки для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с разным размером токовой оксидной апертуры. Температура измерений 20°C.

инверсной заселенности и увеличению порогового тока за счет дополнительных оптических потерь на свободных носителях, что в свою очередь негативно сказывается на быстродействии прибора. Эффект саморазогрева с ростом тока накачки ярко выражен в ВИЛ благодаря малому размеру активной области, большому количеству гетерограниц на пути прохождения носителей заряда и низкой теплопроводности слоев AlGaAs в РБО. Кроме того, повышение внутренней температуры ВИЛ ускоряет процессы деградации лазера. Например, увеличение температуры активной области от 100 до 150° ведет к увеличению скорости деградации на порядок при типичном значении энергии активации ~ 0.7 eV [89].

На рис. 10 приведены рассчитанные согласно работе [90] зависимости внутренней температуры от тока накачки для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с разным размером токовой оксидной апертуры. Внутренняя температура лазера зависит не только от тока накачки, но и от размера токовой оксидной апертуры. В первом приближении тепловое сопротивление ВИЛ обратно пропорционально латеральному размеру токовой апертуры, тогда как последовательное

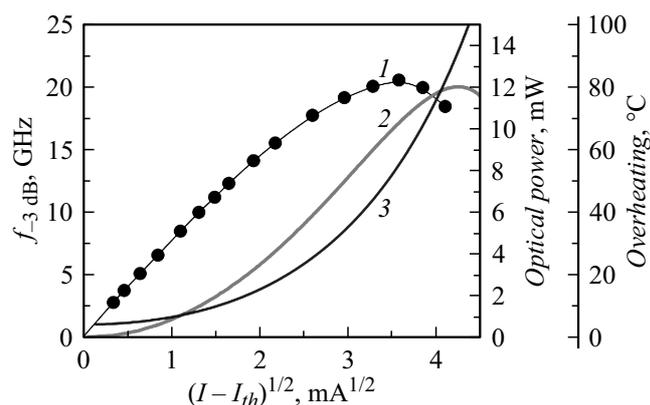


Рис. 11. Зависимости частоты эффективной модуляции $f_{-3\text{dB}}(I)$, выходной оптической мощности (2) и величины перегрева активной области (3) от $\sqrt{I - I_{th}}$ для ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с токовой оксидной апертурой $9\ \mu\text{m}$. Температура измерений 20°C .

сопротивление обратно пропорционально площади токовой апертуры [18]. В результате при фиксированной плотности тока выделяемая тепловая мощность пропорциональна площади токовой апертуры, поэтому широкоапертурные ВИЛ при той же плотности тока имеют более высокую внутреннюю температуру.

Повышенная внутренняя температура приводит к насыщению не только выходной оптической мощности, но и резонансной частоты (рис. 11), причем насыщение резонансной частоты наступает при меньшей величине перегрева активной области, чем насыщение выходной мощности. Поскольку широкоапертурные ВИЛ при заданной плотности тока перегреваются сильнее, достижимые резонансные частоты для них оказываются заметно ниже, чем для ВИЛ с малым размером токовой апертуры [74,87]. В то же время лазеры с малым размером токовой апертуры демонстрируют повышенный коэффициент затухания релаксационных колебаний (рис. 7, *b*), который ограничивает их максимальную частоту эффективной модуляции.

Согласно [91], линейные механизмы выделения тепла с током накачки, связанные с токами утечки, термализацией носителей, спонтанной рекомбинацией и внутренними оптическими потерями, вносят

существенно больший вклад в разогрев ВИЛ по сравнению с джоулевым нагревом на последовательном сопротивлении лазера, квадратично зависящим от тока. Для улучшения тепловых характеристик ВИЛ необходимо не только уменьшить последовательное сопротивление лазера, но и снизить уровень поглощения на свободных носителях и минимизировать тепловое сопротивление конструкции прибора. Кроме того, необходимо подавить выброс носителей из активной области при повышенной температуре (дополнительный вклад в токи утечки), что возможно за счет использования гетероструктур с отдельным ограничением носителей [46] и введения дополнительных потенциальных барьеров для электронов (carrier blocking layer) [92].

В дополнение к основным способам снижения последовательного сопротивления ВИЛ, рассмотренным выше, можно отметить метод снижения последовательного сопротивления РБО *p*-типа за счет диффузии цинка, что позволило уменьшить дифференциальное сопротивление ВИЛ спектрального диапазона 850 nm на 30% и поднять частоту эффективной модуляции сначала до 22 GHz для ВИЛ с оксидной токовой апертурой размером 4 μm [93], а затем до 29 GHz для приборов с оксидной токовой апертурой 3 μm [94].

Дальнейшее снижение внутренней температуры лазера связано с улучшением отвода тепла за счет снижения теплового сопротивления конструкции ВИЛ, которое в первую очередь определяется теплопроводностью РБО. Согласно [95], теплопроводность РБО анизотропна, причем продольная компонента (в плоскости эпитаксиальных слоев) типично вдвое больше поперечной компоненты, а наличие градиентных интерфейсов в РБО ведет к дополнительному падению их теплопроводности в продольном направлении. Повышение теплопроводности РБО Al(Ga)As возможно лишь при использовании четвертьволновых слоев на основе бинарных соединений мышьяка, обладающих максимальными коэффициентами теплопроводности. Так, использование РБО AlAs/AlGaAs позволяет на 20–30% уменьшить внутреннюю температуру ВИЛ спектрального диапазона 850 nm по сравнению с аналогичной величиной для РБО на основе чередующихся слоев AlGaAs при том же токе [86]. Подобный подход применяется и для ВИЛ спектрального диапазона 980 nm [96]. Отказ от градиентных гетероинтерфейсов в зеркалах дополнительно позволяет повысить их теплопроводность, но требует применения более сложной конструкции ВИЛ с внутривибраторными контактами [32,97].

Наиболее радикальное решение проблемы теплового сопротивления ВИЛ связано с формированием дополнительного теплоотвода из материалов с высокой теплопроводностью. Так, в конструкции ВИЛ с выводом света через подложку размеры мезы РБО *p*-типа могут быть уменьшены на 60% при сохранении требуемого размера токовой апертуры по сравнению с таковыми для конструкции лазера с выводом света вверх, а сама меза может быть дополнительно покрыта толстым слоем гальванического золота, что позволяет снизить тепловое сопротивление лазера в 2 раза и увеличить максимальную выходную мощность на 60%, а также улучшить растекание тока по площади апертуры и снизить емкость на оксидной апертуре [98]. Следует отметить, что данная концепция применима лишь в области прозрачности используемой подложки для лазерного излучения. Тем не менее данный подход был модифицирован для ВИЛ с выводом света вверх: на поверхность и на боковые стенки мезы РБО *p*-типа осаждался кольцевой слой меди толщиной $2\ \mu\text{m}$ (так называемый медный теплоотвод), что позволило не только снизить тепловое сопротивление на 50% и увеличить выходную мощность на 130%, но и повысить частоту эффективной модуляции на 40% до 10 GHz [99]. Однако паразитная емкость, формирующаяся на тонком слое диэлектрика между *n*-контактом и медным теплоотводом, вносит вклад в емкость контактных площадок и ограничивает паразитную частоту отсечки прибора, а оптимизация топологии медного теплоотвода дает лишь незначительный прирост в частоте эффективной модуляции, несмотря на уменьшение паразитной емкости в 2.5 раза [39].

8. Электронное и оптическое ограничения

Для обеспечения эффективного электронного ограничения в конструкциях быстродействующих ВИЛ широко используется геометрия оптического микрорезонатора с отдельным ограничением носителей [100] и оптической длиной $1-1.5\lambda$ (имеется в виду геометрическое расстояние между границами нижнего и верхнего РБО). Однако уменьшение оптической длины микрорезонатора до 0.5λ позволяет повысить продольный фактор оптического ограничения (на 70%) и компенсировать некоторый рост потерь на вывод излучения, тем самым сохранив высокий уровень дифференциального усиления активной области [101]. На рис. 12 приведен возможный вариант конструкции ВИЛ на основе

3* Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 1

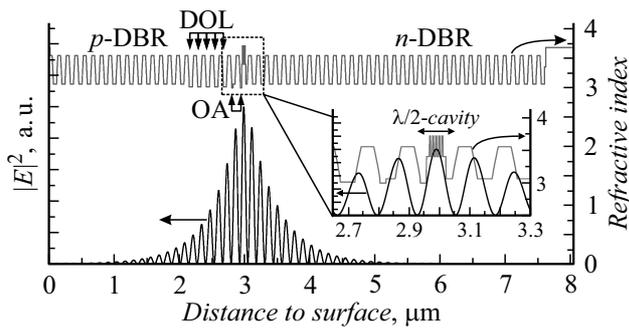


Рис. 12. Расчетное распределение электромагнитного поля стоячей волны и профиль показателя преломления в ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с 0.5λ -микрорезонатором и асимметричным расположением апертурных слоев. На вставке — увеличенное изображение конструкции оптического микрорезонатора. Обозначения те же, что на рис. 2.

КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с 0.5λ -микрорезонатором. Предложенный подход также ведет к уменьшению модового объема и снижению коэффициента затухания релаксационных колебаний, а также к улучшению транспорта носителей, что позволило повысить частоту эффективной модуляции ВИЛ спектрального диапазона 980 nm более чем на 30% (с 14 до 20 GHz) и продемонстрировать безошибочную передачу данных на скорости 40 Gbit/s вплоть до 85°C для ВИЛ с апертурой 6 μm [64,96]. Дальнейшее уменьшение размеров апертуры до 4.5–5 μm и уменьшение времени жизни фотонов в резонаторе путем увеличения толщины приповерхностного слоя РБО привело к увеличению частоты эффективной модуляции до 24.7 GHz и реализации безошибочной передачи данных на скорости 50 Gbit/s [102]. Следует отметить, что расположение оксидной токовой апертуры в микрорезонаторе относительно активной области также оказывает влияние на быстродействие ВИЛ. Согласно [15], в случае расположения оксидной токовой апертуры во второй и третьей парах РБО относительно активной области наблюдается падение внутренней квантовой эффективности (до 65–70%) из-за латерального растекания носителей под апертурой, что компенсирует положительный эффект от роста продольного фактора оптического ограничения (на 20%). Однако уменьшение транспортного коэффициента вследствие падения времени переноса

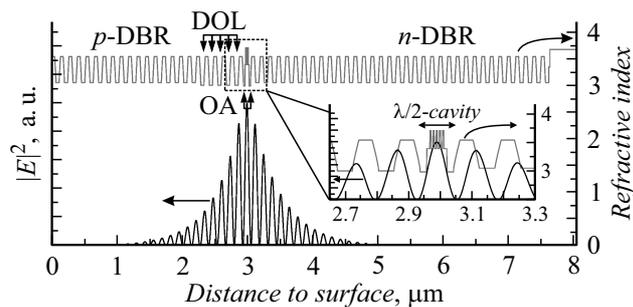


Рис. 13. Расчетное распределение электромагнитного поля стоячей волны и профиль показателя преломления в ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с 0.5λ -микрорезонатором и симметричным расположением апертурных слоев. На вставке — увеличенное изображение конструкции оптического микрорезонатора. Обозначения те же, что на рис. 2.

носителей заряда через i -область в 0.5λ -микрорезонаторе наряду с низким K -фактором (0.15–0.16 ns) позволило поднять частоту эффективной модуляции ВИЛ спектрального диапазона 850 nm до 27–28 GHz и достичь скорости безошибочной передачи данных 47 Gbit/s [15,103].

Логичным продолжением данного подхода стало применение конструкции 0.5λ -микрорезонатора, симметрично ограниченного оксидными слоями, что привело не только к увеличению продольного фактора оптического ограничения, но и к улучшению поперечного фактора оптического ограничения (особенно при малых размерах токовой апертуры), а также к росту внутренней квантовой эффективности (до 81–86%) [104]. На рис. 13 приведен возможный вариант ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 850 nm с 0.5λ -микрорезонатором и симметричным расположением апертурных слоев. Уменьшение размера токовой апертуры до $3.5 \mu\text{m}$ и минимизация K -фактора (~ 0.13 ns) позволили увеличить частоту эффективной модуляции ВИЛ до рекордного значения 30 GHz в режиме прямой токовой модуляции [77].

В то же время в работе [52] показано, что сильное оптическое ограничение в коротком микрорезонаторе может приводить к более раннему насыщению выходной оптической мощности. При этом в длинном микрорезонаторе благодаря более высокой эффективной массе

время переноса дырок через i -область заметно выше времени переноса электронов, что ведет к росту транспортного коэффициента и деградации быстродействия. Однако применение асимметричной конструкции микрорезонатора с оптической длиной 1.5λ , в котором активная область сдвинута ближе к слоям p -типа, позволяет достичь компромисса между выходной мощностью и быстродействием. Такой подход позволил увеличить частоту эффективной модуляции одномодовых ВИЛ с 11 до 14 GHz и повысить ток насыщения оптической мощности с 8 до 10 mA.

Альтернативным способом повышения фактора оптического ограничения является уменьшение глубины проникновения оптической моды в распределенные брэгговские отражатели путем применения конструкции ВИЛ с внутррезонаторными контактами и выводным диэлектрическим зеркалом с высоким контрастом показателей преломления [97]. Однако данный способ оказывается наиболее эффективным с точки зрения повышения КПД лазера, а максимальная скорость безошибочной передачи данных для ВИЛ спектрального диапазона 1060 nm в таком конструктивном исполнении не превышает 25 Gbit/s [105].

9. Заключение

Как следует из представленного обзора, предложенные способы обеспечения высокого быстродействия ВИЛ ближнего ИК-диапазона в режиме прямой токовой модуляции позволяют поднять частоту эффективной модуляции до 30 GHz и повысить скорость передачи данных до 55–57 Gbit/s при амплитудной модуляции по NRZ-коду. Представляется, что существенное улучшение частотных характеристик ВИЛ ближнего ИК-диапазона в режиме прямой токовой модуляции весьма проблематично. Применение специальных схем выравнивания формы оптического сигнала (equalization) как на передатчике, так и на приемнике позволило достичь рекордной скорости передачи данных 71 Gbit/s [106]. Дальнейшее повышение скорости передачи данных по оптическому каналу связано с применением многоуровневых форматов модуляции, таких как амплитудно-импульсная модуляция (pulse-amplitude modulation), многотоновая модуляция (discrete multitone modulation), амплитудно-фазовая модуляция без несущей (carrierless amplitude/phase modulation) [107]. При этом следует отметить, что, несмотря на возможность применения в данных подходах прямой токовой модуляции ВИЛ в передатчике и использования хорошо отра-

ботанных $p-i-n$ -детекторов в приемнике, данные методы модуляции требуют использования более сложных электронных схем с более высоким энергопотреблением.

Список литературы

- [1] VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface-emitting Lasers / Ed. R. Berlin: Michalzik. Springer-Verlag, 2013. 560 p.
- [2] Soda H., Iga K., Kitahara C. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1979. V. 18. N 12. P. 2329.
- [3] Guenter J.K., Hawthorne R.A., Granville D.N. et al. // Proc. SPIE. 1996. V. 2683. P. 102.
- [4] Kuchta D.M., Pepeljugoski P., Kwark Y. // Proc. of LEOS Summer Topical Meeting. IEEE, 2001. P. 49.
- [5] Suzuki N., Hatakeyama H., Fukatsu K. et al. // Proc. Optical Fiber Communications Conf. Anaheim, USA, 2006. P. OFA4.
- [6] Yashiki K., Suzuki N., Fukatsu K. et al. // Proc. Optical Fiber Communications Conf. Anaheim, USA, 2007. P. OMKI.
- [7] Chang Y.-C., Wang C.S., Coldren L.A. // Electron. Lett. 2007. V. 43. Iss. (19). P. 1022.
- [8] Anan T., Suzuki N., Yashiki K. et al. // Proc. Int. Symp. on VCSELs and integrated photonics. Tokyo, Japan. 2007. P. E3.
- [9] Westbergh P., Gustavsson J.S., Haglund A. et al. // Electron. Lett. 2008. V. 44. Iss. 15. P. 907.
- [10] Johnson R., Kuchta D. // Proc. Conf. on lasers and electro-Optics. San Jose, USA, 2008. P. CMW2.
- [11] Westbergh P., Gustavsson J.S., Haglund A. et al. // Electron. Lett. 2009. V. 45. Iss. 7. P. 366.
- [12] Blokhin S.A., Lott J.A., Mutig A. et al. // Electron. Lett. 2009. V. 45. Iss. 10. P. 501.
- [13] Westbergh P., Gustavsson J.S., Kögel B. et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7952. P. 79520K.
- [14] Hofmann W., Moser P., Wolf P. et al. // Proc. Optical Fiber Communications Conf. Los Angeles, USA, 2011. P. PDPC5.
- [15] Westbergh P., Safaisini R., Haglund E. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2013. V. 25. Iss. 8. P. 768.
- [16] Westbergh P., Haglund E.P., Haglund E. et al. // Electron. Lett. 2013. V. 49. Iss. 16. P. 1021.
- [17] Tucker R.S. // IEEE J. Lightwave Technol. 1985. V. 3. Iss. 6. P. 1180.

- [18] *Coldren L.A., Corzine S.W.* Diode lasers and photonic integrated circuits. N.Y.: Wiley, 1995. 624 p.
- [19] *Agrawal G.P.* Fiber optic communication systems. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1997. 576 p.
- [20] *Dutta A.K., Kosaka H., Kurihara K.* et al. // IEEE J. Lightwave Technol. 1998. V. 16. Iss. 5. P. 870.
- [21] *Lau K.Y., Yariv A.* // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. 21. Iss. 2. P. 121.
- [22] *Al-Omari A.N., Lear K.L.* // IEEE Photon. Technol. Lett. 2004. V. 16. Iss. 4. P. 969.
- [23] *Al-Omari A.N., Lear K.L.* // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2005. V. 12. Iss. 6. P. 1151.
- [24] *Kojima K., Morgan R.A., Mullally T.* et al. // Electron. Lett. 1993. V. 29. Iss. 20. P. 1771.
- [25] *Reiner G., Zeeb E., Möller B.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1995. V. 7. Iss. 7. P. 730.
- [26] *Schubert E.F., Tu L.W., Zydzik G.J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. Iss. 4. P. 466.
- [27] *Lear K.L., Schneider R.P.* // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. Iss. 5. P. 29.
- [28] *Peters M.G., Thibeault B.J., Young D.B.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. Iss. 25. P. 3411.
- [29] *Newman P.G., Pamulapati J., Shen H.* et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2000. V. 18. Iss. 3. P. 1619.
- [30] *Strologas J., Hess K.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2004. V. 51. Iss. 3. P. 506.
- [31] *Hegblom E.R., Babic D.I., Thibeault B.J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. Iss. 13. P. 1757.
- [32] *Chang Y.-C., Coldren L.A.* // IEEE J. Selected Quantum Electron. 2009. V. 15. Iss. 3. P. 704.
- [33] *Надточий А.М., Блохин С.А., Кузьменков А.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 3. С. 10.
- [34] *Hawkins B.M., Hawthorne III R.A., Guenter J.K.* et al. // Proc. IEEE 52nd Electronic Components and Technology Conf. IEEE, 2002. P. 540.
- [35] *Azuchi M., Jikutani N., Arai M.* et al. // Proc. Conf. on lasers and electro-optics. Baltimore, USA, 2003. V. 1. P. 163.
- [36] *Ou Y., Gustavsson J.S., Westbergh P.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2009. V. 21. Iss. 24. P. 1840.
- [37] *Larsson A., Westbergh P., Gustavsson J.* et al. // Semicond. Sci. Technol. 2011. N 1. V. 26. P. 014017.
- [38] *Lear K.L., Hietala V.M., Hou H.Q.* et al. // Advances in vertical cavity surface emitting lasers. OSA trends in optics and photonics series. 1997. V. 15. P. 69.
- [39] *Lear K.L., Al-Omari A.N.* // Proc. SPIE. 2007. V. 6484. P. 64840J.

- [40] Corzine S.W., Yan R.H., Coldren L.A. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. Iss. 36. P. 2835.
- [41] Suemune I. // IEEE J. Quantum Electron. 1991. V. 27. Iss. 5. P. 1149.
- [42] Lester L.F., Offsey S.D., Ridley B.K. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. Iss. 10. P. 1162.
- [43] Ralston J.D., Weisser S., Esquivias I. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29. Iss. 6. P. 1648.
- [44] Mutig A., Lott J.A., Blokhin S.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. Iss. 15. P. 151101.
- [45] Healy S.B., O'Reilly E.P., Gustavsson J.S. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2010. V. 46. Iss. 4. P. 504.
- [46] Westbergh P., Gustavsson J., Haglund Å. et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2009. V. 15. Iss. 3. P. 694.
- [47] Arakawa Y., Yariv A. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. 22. Iss. 9. P. 1887.
- [48] Uomi K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 1. P. 81.
- [49] Uomi K., Mishima T., Chinone N. // Jpn. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 1. P. 88.
- [50] Takahashi T., Nishioka M., Arakawa Y. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. Iss. 1. P. 4.
- [51] Zheng Y., Lin C.-H., Barve A.V. et al. // IEEE Photonics Conf. (IPC 2012). IEEE, 2012. P. 131.
- [52] Chi K.-L., Hsieh D.-H., Yen J.-L. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2016. V. 52. Iss. 11. P. 2400607.
- [53] Grundmann M., Bimberg D. // Phys. Status Solidi A. 1997. V. 164. Iss. 1. P. 297.
- [54] Жуков А.Е., Максимов М.В., Ковш А.Р. // ФТП. 2012. Т. 46. В. 10. С. 1249.
- [55] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А. и др. // ФТП. 1998. Т. 32. В. 4. С. 385.
- [56] Su H., Lester L.F. // J. Phys. D. 2005. V. 38. N 13. P. 2112.
- [57] Tong C.Z., Xu D.W., Yoon S.F. et al. // 2nd IEEE Int. Conf. on broadband network & multimedia technology (IC-BNMT '09). IEEE, 2009. P. 906.
- [58] Xu D.W., Yoon S.F., Ding Y. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2011. V. 23. Iss. 2. P. 91.
- [59] Ding Y., Fan W.J., Xu D.W. et al. // J. Phys. D. 2009. V. 42. N 8. P. 085117.
- [60] Dery H., Eisenstein G. // IEEE J. Quantum Electron. 2005. V. 41. Iss. 1. P. 26.
- [61] Matthews D.R., Summers H.D., Smowton P.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. Iss. 26. P. 4904.
- [62] Belousov M.V., Ledentsov N.N., Maximov M.V. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. Iss. 20. P. 14346.
- [63] Mutig A., Fiol G., Moser P. et al. // Electron. Lett. 2008. V. 44. Iss. 22. P. 1345.
- [64] Mutig A., Lott J.A., Blokhin S.A. et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2011. V. 17. Iss. 6. P. 1568.

- [65] *Надточий А.М., Блохин С.А., Мутиг А.* и др. // ФТП. 2011. Т. 45. В. 5. С. 688.
- [66] *Wolf P., Moser P., Larisch G.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2013. V. 19. Iss. 4. P. 1701207.
- [67] *Tatum J.* // Broadband Communications for the Internet Era Symp. Digest. IEEE, 2001. P. 58.
- [68] *Mutig A., Fiol G., Pötschke K.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2009. V. 15. Iss. 3. P. 679.
- [69] *Torre M.S., Ranea-Sandoval H.F.* // IEEE J. Quantum Electron. 2000. V. 36. Iss. 1. P. 112.
- [70] *Blokhin S.A., Bobrov M.A., Maleev N.A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Iss. 6. P. 061104.
- [71] *Blokhin S.A., Lott J.A., Ledentsov N.N.* et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 8308. P. 830819.
- [72] *Mutig A., Lott J.A., Blokhin S.A.* et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7952. P. 79520H.
- [73] *Karachinsky L.Ya., Blokhin S.A., Novikov I.I.* et al. // Semicond. Sci. Technol. 2013. V. 28. N 6. P. 065010.
- [74] *Lott J.A., Payusov A.S., Blokhin S.A.* et al. // Phys. Status Solidi. C. 2012. V. 9. Iss. 2. P. 290.
- [75] *Moser P., Lott J.A., Bimberg D.* // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2013. V. 19. Iss. 4. P. 1702212.
- [76] *Li H., Wolf P., Moser P.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2015. V. 21. Iss. 6. P. 1700409.
- [77] *Haglund E., Westbergh P., Gustavsson J.S.* et al. // Electron. Lett. 2015. V. 51. Iss. 14. P. 1096.
- [78] *Shi J.-W., Chen C.-C., Wu Y.-S.* et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2009. V. 45. Iss. 7. P. 800.
- [79] *Tan M.P., Fryslie S.T.M., Lott J.A.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2013. V. 25. Iss. 18. P. 1823.
- [80] *Tan M., Kasten A.M., Sulkin J.D.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2013. V. 19. Iss. 4. P. 4900107.
- [81] *Haglund Å., Gustavsson J.S., Vukusic J.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2004. V. 16. Iss. 2. P. 368.
- [82] *Gustavsson J.S., Haglund Å., Bengtsson J.* et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40. Iss. 6. P. 607.
- [83] *Safaisini R., Haglund E., Westbergh P.* et al. // Electron. Lett. 2014. V. 50. Iss. 1. P. 40.
- [84] *Haglund E., Haglund A., Westbergh P.* et al. // Electron. Lett. 2012. V. 48. Iss. 9. P. 517.
- [85] *Westbergh P., Gustavsson J.S., Kögel B.* et al. // Electron. Lett. 2010. V. 46. Iss. 13. P. 938.

- [86] *Westbergh P., Gustavsson J.S., Kögel B.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2011. V. 17. Iss. 6. P. 1603.
- [87] *Бобров М.А., Блохин С.А., Кузьменков А.Г.* и др. // ФТП. 2014. Т. 48. В. 12. С. 1697.
- [88] *Haglund E.P., Westbergh P., Gustavsson J.S.* et al. // IEEE J. Lightwave Technol. 2015. V. 33. Iss. 4. P. 795.
- [89] *Wang J., Ji C., Soderstrom D., Jian T.* et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7952. P. 795205.
- [90] *Osinski M., Nakwaski W.* // Int. J. High Speed Electron. Syst. 1994. V. 5. P. 667.
- [91] *Baveja P.P., Kögel B., Westbergh P.* et al. // Opt. Express. 2011. V. 19. Iss. 16. P. 15490.
- [92] *Chang Y.-A., Ko T.-S., Chen J.-R.* et al. // Semicond. Sci. Technol. 2006. V. 21. N 10. P. 1488.
- [93] *Shi J.-W., Yan J.-C., Wun J.-M.* et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2013. V. 19. Iss. 2. P. 7900208.
- [94] *Shi J.-W., Wei C.-C., Chen J.* et al. // Proc. SPIE. 2017. V. 10122. P. 101220F.
- [95] *Piprek J., Tröger T., Schröter B.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. V. 10. Iss. 1. P. 81.
- [96] *Moser P., Wolf P., Mutig A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Iss. 8. P. 081103.
- [97] *Takaki K., Imai S., Kamiya S.* et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7952. P. 795204.
- [98] *Wipiejewski T., Young D.B., Peters M.G.* et al. // Electron. Lett. 1995. V. 31. Iss. 4. P. 279.
- [99] *Al-Omari A.N., Carey G.P., Hallstein S.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. V. 18. Iss. 11. P. 1225.
- [100] *Liu Y., Ng W.-C., Oyafuso F.* et al. // IEE Proc. Optoelectron. 2002. V. 149. Iss. 4. P. 182.
- [101] *Mutig A., Bimberg D.* // Adv. Opt. Technol. 2011. V. 2011. P. 290508.
- [102] *Moser P., Lott J.A., Wolf P.* et al. // Electron. Lett. 2014. V. 50. Iss. 19. P. 1369.
- [103] *Westbergh P., Safaisini R., Haglund E.* et al. // Electron. Lett. 2012. V. 48. Iss. 18. P. 1145.
- [104] *Haglund E., Westbergh P., Gustavsson J.S.* et al. // IEEE J. Lightwave Technol. 2016. V. 34. Iss. 2. P. 269.
- [105] *Kasukawa A., Kawakita Y.* // IEEE Photonics Conf. (IPC 2015). IEEE, 2015. P. 585.
- [106] *Kuchta D.M., Rylyakov A.V., Doany F.E.* et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2015. V. 27. Iss. 6. P. 577.
- [107] *Ledentsov N.N., Ledentsov N., Jr., Agustin M.* et al. // Nanophotonics. 2017. V. 6. Iss. 5. P. 813.