

## Управление модовой структурой лазерных резонаторов и микрорезонаторов

А. Е. Жуков, Н. В. Крыжановская, Н. Ю. Гордеев, М. М. Кулагина, А. В. Савельев,  
В. В. Корнев, Ю. С. Полубавкина, Э. И. Моисеев, М. В. Максимов, Ф. И. Зубов

*Обсуждаются возможности управления модовой структурой полупроводниковых лазеров различного типа и конструкции, в том числе в следующих условиях: подавление генерации на возбужденном оптическом переходе в лазерах на основе квантовых точек за счет модулированного р-легирования; стабилизация генерации на основной поперечной моде лазеров полосковой конструкции с оптически связанными волноводами; возможность реализации низкороговой лазерной генерации на модах шепчущей галереи в инжекционных микролазерах дисковой геометрии с активной областью на основе квантовых точек, включая микродисковые лазеры, изготовленные из материалов  $A_3B_5$ , синтезированных на кремниевых подложках; управление выводом излучения и характером его пространственного распределения в микродисковых лазерах с помощью резонансных суб-волновых рассеивателей, например, таких как кремниевые наносферы.*

*Ключевые слова:* полупроводниковые лазеры, оптические резонаторы и волноводы, квантовые точки, квантовые ямы, микролазеры.

### Введение

Использование самоорганизующихся квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs позволяет реализо-

вать лазерную генерацию на длине волны около 1,3 мкм [1]. Это делает лазерные источники на основе таких КТ перспективными для использования в различных системах передачи и обработки информации, в том числе реализующих свою функциональность в составе фотонных интегральных схем, поскольку этот спектральный диапазон соответствует одному из окон пропускания стандартного оптического волокна, а также прозрачности кремния и кремний-германиевых планарных волноводов. Однако двухуровневая генерация [2, 3], характерная для КТ-лазеров при больших уровнях накачки, ограничивает предельное значение мощности, достижимой на длинноволновом переходе основного состояния (ОС) КТ. Для увеличения полезной мощности ОС требуется разработать методы подавления генерации на возбужденном переходе КТ. Как будет показано, для этих целей может быть использован эффект модулированного легирования КТ акцепторными атомами.

В наиболее распространённой конструкции полупроводниковых лазеров излучение выводится через торцевую грань кристалла, а сами приборы по способу формирования волновода в направлении, параллельном эпитаксиальным слоям, часто называются полосковыми. Торцевые лазеры могут использоваться как для получения оптических мощностей в десятки ватт, так и для генерации световых импульсов. Типичный торцевой полу-

**Жуков Алексей Евгеньевич**<sup>1</sup>, проректор, зав. лабораторией, д.ф.-м.н.

**Крыжановская Наталья Владимировна**<sup>1</sup>, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

**Гордеев Никита Юрьевич**<sup>1,2</sup>, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

**Кулагина Марина Михайловна**<sup>2</sup>, научный сотрудник, к.ф.-м.н.

**Савельев Артем Владимирович**<sup>1</sup>, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

**Корнев Владимир Владимирович**<sup>1</sup>, младший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

**Полубавкина Юлия Сергеевна**<sup>1</sup>, младший научный сотрудник, аспирант.

**Моисеев Эдуард Ильмирович**<sup>1</sup>, младший научный сотрудник, аспирант.

**Максимов Михаил Викторович**<sup>1,2</sup>, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.

**Зубов Федор Иванович**<sup>1</sup>, младший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук. Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3. E-mail: zhukale@gmail.com

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН. Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

Статья поступила в редакцию 16 октября 2017 г.

© Жуков А. Е., Крыжановская Н. В., Гордеев Н. Ю., Кулагина М. М., Савельев А. В., Корнев В. В., Полубавкина Ю. С., Моисеев Э. И., Максимов М. В., Зубов Ф. И., 2017

проводниковый лазер состоит из активной области на квантовых ямах или квантовых точках, находящейся в нелегированном или слаболегированном волноводе, который, в свою очередь, и определяет модовый состав излучения. Расширение волновода уменьшает расходимость лазерного пучка и уменьшает плотность оптической мощности на выходных зеркалах, что положительно сказывается на деградиционной стабильности лазера [4]. Однако слишком широкий волновод может приводить к лазерной генерации на модах высокого порядка, что ухудшает свойства лазера с точки зрения его практического применения. Далее будет показано, как предложенный нами недавно подход [5] позволяет селективно подавлять поперечные моды высокого порядка и одновременно увеличивать температурную и токовую стабильность фундаментальной моды.

Для будущей интеграции лазерных излучателей и кремниевой логики в едином фотонном устройстве было бы желательно разработать миниатюрные лазерные излучатели на кремниевых подложках. Однако продемонстрированные на сегодня методы гибридной интеграции микролазеров на основе материалов  $A_3B_5$  и кремния [6, 7] отличаются сложностью реализации. Мы покажем, что использование микродисковых резонаторов в сочетании с КТ, характеризующихся большой энергией локализации носителей заряда, позволяет на основе эпитаксиальных гетероструктур, синтезированных непосредственно на кремнии, создать низкопороговые микролазеры малых размеров, работающие как при комнатной, так и при повышенных температурах.

В микролазерах дисковой или кольцевой геометрии, работающих на одной из мод шепчущей галереи, диаграмма излучения в плоскости микрорезонатора близка к изотропной вследствие осевой симметрии резонатора [8], либо угловое распределение интенсивности излучения определяют непреднамеренные искажения формы резонатора, поверхностная шероховатость и т. п. Для применений, предполагающих вывод излучения микролазера в свободное пространство, желательно исключить влияние случайных факторов и гарантировать вывод излучения из микролазера в предопределенном месте. Нами будет показано, что с помощью резонансных наноантенн, оптически связанных с лазерной модой микрорезонатора, удается реализовать направленный вывод излучения их микролазера при сохранении низкого порога генерации и одновременном увеличении интенсивности выводимого излучения.

## 1. Влияние модулированного легирования на модовую структуру спектров излучения лазеров на квантовых точках

Если оптические потери лазера не превосходят величину насыщенного усиления, то лазерная генерация в КТ-лазере возникает на оптическом переходе основного состояния (ОС). В случае КТ InAs/InGaAs это соответствует длине волны около 1,3 мкм при комнатной температуре. Однако при достаточно больших токах накачки в спектрах генерации возникает дополнительная линия, сдвинутая в коротковолновую область относительно ОС и обусловленная генерацией через состояния носителей заряда, локализованных на возбужденном состоянии (ВС) [2, 3]. При дальнейшем увеличении тока сверх порога двухуровневой генерации коротковолновая линия ВС возгорается, а представляющая наибольший практический интерес лазерная линия ОС уменьшается в интенсивности вплоть до полного гашения [9].

Нами было исследовано влияние конструкции резонатора и уровня модулированного легирования активной области акцепторной примесью на предельную мощность, достижимую на ОС. Лазерные диоды полосковой конструкции имели ширину 50 мкм и различную длину в диапазоне 400–1000 мкм. Уровень легирования спейсерного слоя атомами углерода варьировали от 10 до 0 атомов в пересчете на одну квантовую точку в активной области. Спектры генерации измеряли при комнатной температуре при накачке импульсами тока (1 мкс / 2 кГц) плотностью до 40 кА/см<sup>2</sup>. Мощность излучения, соответствующую ОС, определяли в диапазоне длин волн свыше 1,24 мкм.

На рис. 1 для лазеров различной длины  $L$  приведена максимальная мощность излучения  $P_{\max}$ , достигаемая в спектральном диапазоне перехода ОС КТ в зависимости от уровня модулированного легирования. Мощность нормирована на площадь активной области лазера. Если максимальное значение мощности достигается при неизменной плотности тока накачки  $J$  сверх порога генерации  $J_{th}$ , то уменьшение длины резонатора должно вызывать рост нормированной мощности, поскольку дифференциальная эффективность лазера возрастает при уменьшении  $L$ . Однако экспериментальные данные указывают, что в структурах с нелегированной активной областью  $P_{\max}$  снижается. При этом в наиболее коротких лазерах (400 мкм) мощность ОС равна нулю, свидетельствуя о полном отсутствии генерации на длине волны ОС в таких лазерных диодах.

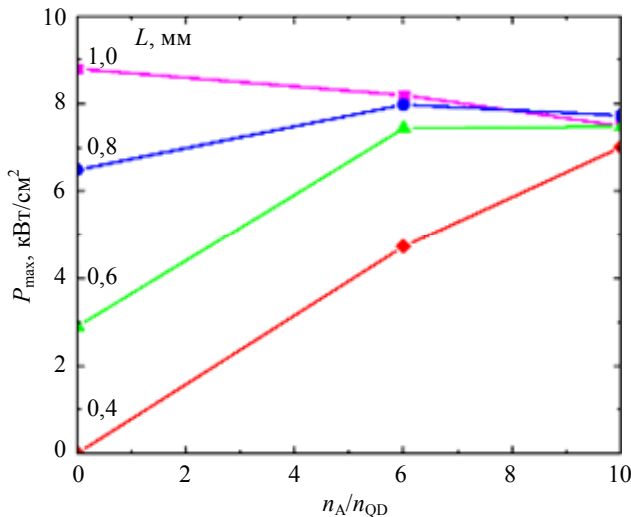


Рис. 1. Нормированная на площадь активной области максимальная мощность  $P_{\max}$  излучения КТ-лазера на длине волны ОС в зависимости от поверхностной плотности акцепторных атомов  $n_A$ , отнесенной к плотности квантовых точек  $n_{QD}$  для лазерных диодов с различной длиной резонатора  $L$ .

Как было обнаружено, подобная тенденция обусловлена существенным уменьшением плотности тока  $J$ , при которой мощность излучения ОС достигает своего максимального значения, при снижении длины резонатора. Это проиллюстрировано на рис. 2, на котором приведены ватт-амперные характеристики (ВтАХ) двух лазеров с нелегированной областью с различной длиной  $L$  (красные кривые – сплошная и пунктирная). Такое поведение связано с ограниченным темпом захвата носителей заряда (прежде всего дырок) в КТ, который еще более затрудняется при увеличении потерь (в коротких резонаторах).

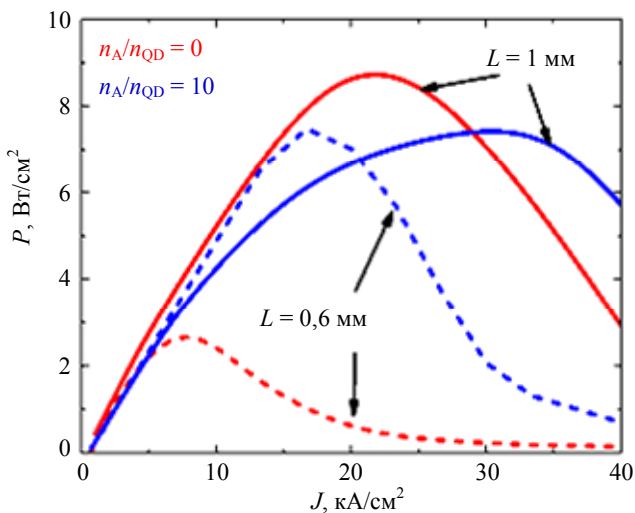


Рис. 2. Нормированная мощность  $P$  излучения ОС в зависимости от плотности тока накачки  $J$  в лазерах с разным отношением поверхностной плотности акцепторных атомов  $n_A$  к плотности квантовых точек  $n_{QD}$  для двух разных значений длины резонатора  $L$  (1 и 0,6 мкм).

В отличие от случая лазеров с нелегированной активной областью, в структурах, в которых величина модулированного легирования составляет около 10 акцепторов на одну КТ, максимальная мощность, излучаемой на длине волны основного перехода, практически не зависит от размеров резонатора, составляя около 7–8 кВт/см<sup>2</sup>. Как видно из экспериментальных данных (синие кривые на рис. 2), некоторое снижение наклона ВтАХ в более длинном лазере, которое мы связываем с влиянием увеличенных внутренних потерь в структурах с модулированным легированием активной области, компенсируется ростом плотности тока, при котором мощность ОС достигает своего наибольшего значения.

Это может быть объяснено тем, что модулированное легирование акцепторами вызывает увеличение скорости захвата дырок легирования и, следовательно, увеличение диапазона накачки, в котором имеет место генерация через основной переход. Лазерные структуры с промежуточным уровнем легирования (6 акцепторов на КТ) также характеризуются и промежуточным поведением, подтверждая предложенное объяснение. В них максимальная нормированная мощность ОС в не слишком коротких образцах составляет около 7–8 кВт/см<sup>2</sup>, а в наиболее коротких лазерах (с наибольшими оптическими потерями) эта величина снижается примерно до 5 кВт/см<sup>2</sup>.

## 2. Подавление генерации на возбужденных поперечных модах в лазерах со связанными волноводами

В общем случае качество лазерного луча принято описывать при помощи параметра распространения, называемого параметром  $M^2$  или параметром качества луча, который является отношением расходимости данного луча к расходимости «идеального» гауссова луча, определяемой дифракционным пределом. Наличие оптических мод высокого порядка и негауссов профиль основной моды приводят к ухудшению качества лазерного пучка (т. е. к увеличению  $M^2$ ), что во многих случаях затрудняет применение лазера. Поэтому наиболее общим требованием, предъявляемым к волноводу полупроводникового лазера в направлении перпендикулярно эпитаксиальным слоям, является обеспечение лазерной генерации только на фундаментальной моде. Это может быть обеспечено в волноводе, толщина которого меньше отсечки для мод высокого порядка, либо в волноводе, в котором пороги мод высокого порядка значительно выше порога фундаментальной моды. Этого можно добиться селективным увеличением оптических потерь и фактора оптического ограничения.

Предложенный и апробированный нами новый подход управления модовым составом излучения торцевых лазеров использует эффект резонансного оптического туннелирования. Волновод лазерной структуры состоял из многомодового активного GaAs волновода, содержащего активную область на основе двух InGaAs квантовых ям, оптически связанного с узким одномодовым пассивным волноводом (рис. 3). Принцип работы лазера основан на том, что толщины слоев и их показатели преломления подобраны так, что эффективный показатель преломления нежелательной оптической моды высокого порядка активного волновода совпадает или очень близок к значению эффективного показателя преломления моды узкого пассивного волновода, поэтому их фазовые скорости практически равны, и для них выполняется условие фазового синхронизма. В результате оптического туннелирования эти две собственные моды трансформируются в две комбинированные моды, имеющие большие оптические потери и уменьшенный фактор оптического ограничения. Как следствие, нежелательная оптическая мода высокого порядка исключается из лазерной генерации. При этом дополнительный пассивный волновод никак не влияет на фундаментальную моду, и она остаётся единственной лазерной модой.

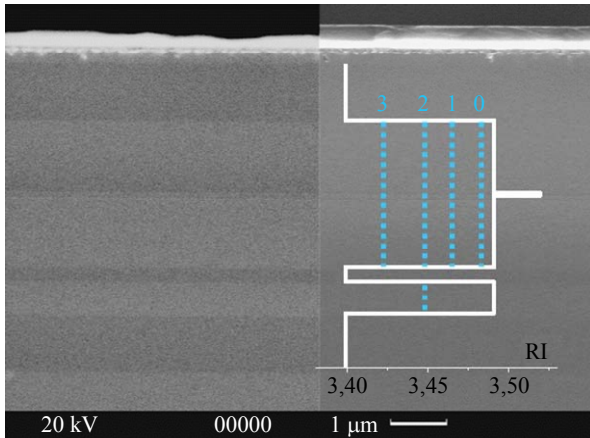


Рис. 3. Полученное с помощью электронного микроскопа поперечное сечение лазерной гетероструктуры с двумя GaAs/AlGaAs резонансно-связанными волноводами. Показан профиль показателя преломления (RI) волновода и эффективные показатели преломления оптических мод (пунктирные линии).

Общий анализ модового состава вертикального волновода в зависимости от его толщины [10] показывает, что в многомодовом волноводом фундаментальная мода имеет наименьшее перекрытие с высоколегированными эмиттерами и, соответственно, наименьшие оптические потери. В таком волноводом размер фундаментальной моды, а значит, и расходимость пучка практически не зависят от контраста волновода, а определяются только

его толщиной. Это должно приводить к высокой токовой и температурной стабильности диаграммы направленности лазерного пучка.

В настоящей работе для экспериментальной проверки наших оценок мы спроектировали и вырастили лазерную структуру на InGaAs квантовых ямах. Её активный AlGaAs волновод толщиной 4,8 мкм, легированный вблизи эмиттеров, имел шесть собственных оптических мод. Моды первого, третьего и пятого порядков имеют минимум в активной области и поэтому не участвуют в лазерной генерации. Для подавления генерации на модах второго и четвёртого порядка по обеим сторонам активного волновода находятся два пассивных волновода толщиной 310 нм и 375 нм. Из гетероструктуры были изготовлены торцевые лазеры с шириной полоскового контакта 50 мкм. Лазеры были смонтированы на медный тепловод, покрытый индием. Исследования лазерных параметров от длины резонатора позволили оценить внутренние оптические потери  $5,5 \text{ см}^{-1}$  и внутренний квантовый выход вынужденного излучения 80 %. Мы считаем, что оптические потери могут быть значительно уменьшены, если отказаться от легирования волновода, которое не является столь необходимым даже для таких широких волноводов.

Нами исследовалась стабильность вертикальной диаграммы лазерного пучка (рис. 4). Токовая зависимость измерялась при накачке постоянным током, а температурная – импульсным, чтобы избежать эффектов саморазогрева. Расчётная расходимость лазерного пучка при комнатной температуре составляла 12,5 град. (ширина на половинной высоте), что очень хорошо совпало с результатами экспериментальных исследований. В широком диапазоне температур 20–90 °C расходимость практически не зависит от температуры и изменяется в пределах  $\pm 0,5$  град. Зависимость расходимости от тока измерялась при комнатной температуре вплоть до накачки 4 А (семь порогов), при которой полная выходная оптическая мощность составила 2 Вт. Ширина пучка показала слабую зависимость от тока накачки и изменялась в пределах  $\pm 1$  град. Протекание тока вызывает изменение концентрации носителей в волноводом и саморазогрев структуры, поэтому токовые изменения ширины расходимости немного больше чем температурные, измеренные при фиксированном токе накачки. Важно отметить, что незначительные токовые и температурные изменения расходимости носят случайный характер. Для сравнения, лазер с волноводом на основе одномерного фотонного кристалла [11] имеет сопоставимую расходимость лазерного пучка 12 град., но с увеличением тока она имеет отчётливую тенденцию увеличения и достигает 16 град.

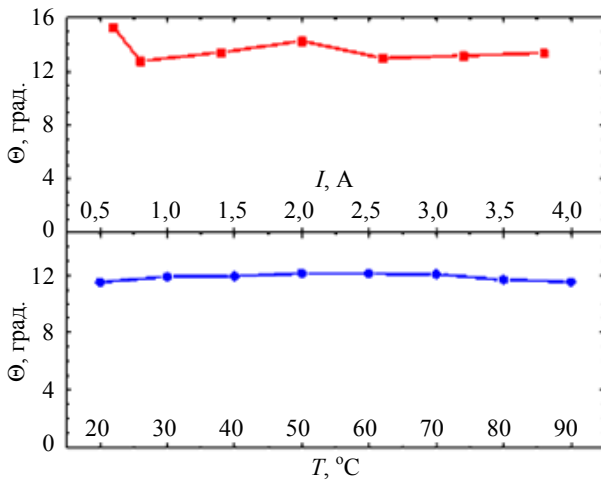


Рис. 4. Зависимость расходимости (на половинной высоте) пучка лазера с резонансно-связанными волноводами от тока  $I$  (верхний график) и температуры  $T$  (нижний график). Толщина активного волновода 4,8 мкм, длина лазерного резонатора 1,5 мм.

Мы полагаем, что использованный нами подход по подавлению лазерной генерации мод высокого порядка может быть использован не только для расширения волновода, но и для существенного увеличения контраста волновода и обеспечения его работы в одномодовом режиме. Это позволяет уменьшить оптические потери, получить высокую токовую и температурную стабильность лазерной моды, а также уменьшить общую толщину слоёв гетероструктуры. Ещё одним перспективным направлением является использование резонансно-связанных волноводов для торцевых лазеров с активной областью на квантовых точках. Многослойные квантовые точки занимают существенный объем волноводного слоя, поэтому наш подход может быть эффективным решением для подавления мод высокого порядка.

### 3. Микродисковые лазеры, синтезированные на подложках кремния

В микролазерах дисковой геометрии наибольшей добротностью обладают моды шепчущей галереи (МШГ). Благодаря полному внутреннему отражению света от внешних границ резонатора, их размеры могут быть снижены до микронных без существенного роста оптических потерь. Перспективным является использование в качестве активной области микролазеров массивов КТ, поскольку подавление транспорта носителей заряда в плоскости активной области делает микролазер слабо чувствительным по отношению к безызлучательной рекомбинации на боковых стенках. Ранее нами были продемонстрированы микродисковые резонаторы на основе Al-GaAs/GaAs гетероструктур на подложках GaAs с

добротностью более 30 000, в которых лазерная генерация с порогом мА-уровня достигалась через ОС КТ (вблизи 1,3 мкм). Максимальная рабочая температура таких микродисковых лазеров составила 100 °C [12]. В настоящей работе мы приводим результаты исследований микродисковых лазеров с КТ, синтезированных на подложках Si. Синтез лазерных гетероструктур проводился в Университетском колледже Лондона на подложках Si(100), разориентированных на 4° в направлении [011], с применением слоев InGaAs/GaAs, снижающих плотность прорастающих дислокаций [13]. В лазере полосковой конструкции пороговая плотность тока при комнатной температуре составила 0,43 кА/см<sup>2</sup>. Микродисковые лазеры были изготовлены глубоким травлением (сквозь активную область).

На рис. 5 показаны спектры излучения микролазера диаметром около 30 мкм, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре без принудительного охлаждения. Представлены данные, измеренные при токе накачки, изменяющемся от 4,85 мА, что соответствует порогу генерации данного микролазера, до 5,5 мА. Вблизи порога наблюдается серия узких пиков, обусловленных излучением модами шепчущей галереи (МШГ) разных азимутальных порядков, обладающих близкой интенсивностью. Увеличение накачки вызывает резкий рост интенсивности одной моды (в данном случае с длиной волны около 1322 нм), подтверждая переход в режим генерации, тогда как интенсивность остальных МШГ практически не меняется. Одновременно происходит заужение лазерной линии до величины около 30 пм (полная ширина на половине высоты).

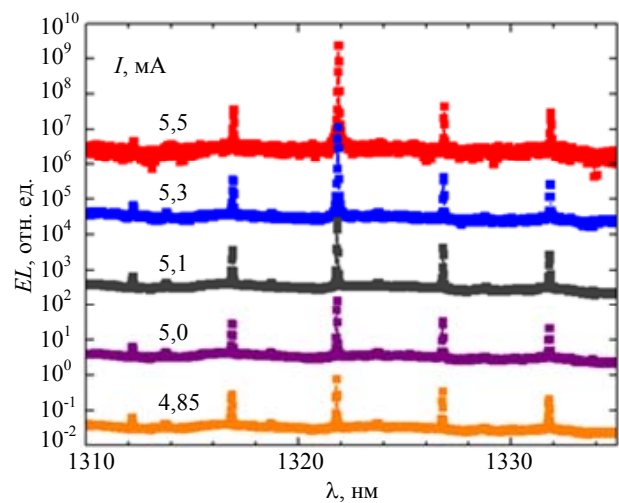
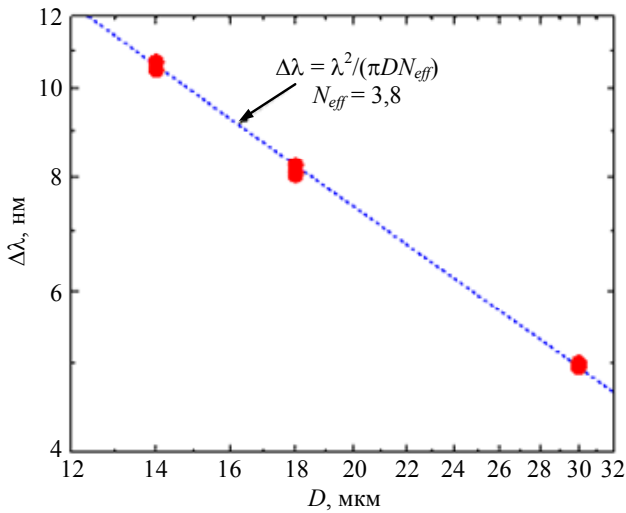


Рис. 5. Спектры излучения (интенсивность электролюминесценции  $EL$  в зависимости от длины волны  $\lambda$ ) микродискового лазера (непрерывный режим, комнатная температура) при различных токах накачки  $I$ . Для наглядности спектры, измеренные при различных токах накачки, сдвинуты по вертикальной оси.

На рис. 6 приведена зависимость спектрального расстояния между соседними модами от диаметра  $D$  микрорезонатора. Межмодовый интервал



изменяется пропорционально  $1/D$ , подтверждая МШГ-природу линий излучения. Оцененный эффективный групповой индекс составил 3,8.

Рис. 6. Экспериментальная зависимость межмодового  $\Delta\lambda$  интервала от диаметра  $D$  микролазера (символы). Штриховая линия – подгонка с использованием выражения для МШГ, где  $\lambda$  – центральная длина волны,  $N_{eff}$  – эффективный групповой индекс. Наилучшее согласие с экспериментом получено для  $N_{eff} = 3,8$ .

Наименьшая пороговая плотность тока составила  $600 \text{ A/cm}^2$ , что не уступает лучшим сообщенным значениям для микролазеров с КТ на подложках GaAs. Мы полагаем, что это является проявлением способности КТ подавлять миграцию носителей заряда к центрам безызлучательной рекомбинации, имеющимся в структурах, синтезированных на подложках кремния. На рис. 7 приведены зависимости интенсивности наиболее яркой линии МШГ от тока накачки, измеренные при по-

вышенных температурах. Излом зависимости, после которого начинается резкий рост интенсивности, соответствует порогу лазерной генерации. Наибольшая температура, при которой лазерная генерация была достигнута при импульсной накачке, составила  $110^\circ\text{C}$ . Пороговая плотность тока при этом возросла до  $13,4 \text{ kA/cm}^2$ . В непрерывном режиме наибольшая температура генерации была  $60^\circ\text{C}$  (с порогом  $2,1 \text{ kA/cm}^2$ ).

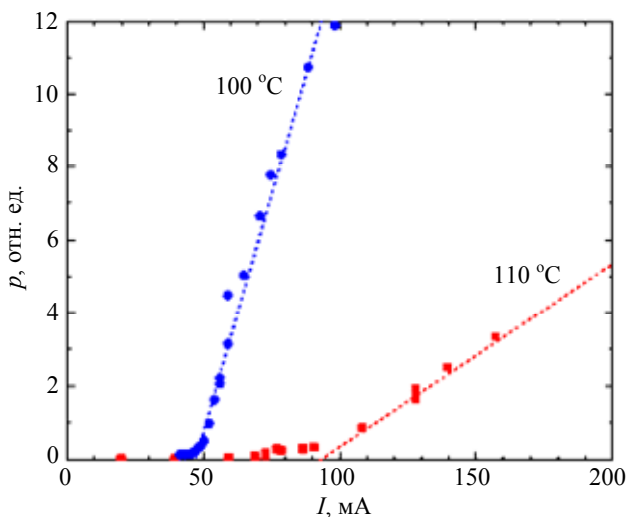


Рис. 7. Символы – экспериментальная зависимость интегральной интенсивности  $p$  доминантной линии МШГ от тока накачки  $I$ , измеренная в импульсном режиме при температурах  $100$  и  $110^\circ\text{C}$ . Штриховые линии – подгонка в предположении линейной зависимости при токе выше порога генерации.

Рис. 8 обобщает опубликованные на сегодня данные по максимальной температуре генерации в непрерывном режиме, достигнутой в инжекционных микролазерах с КТ на подложках GaAs микродисковой [12, 14, 15] и микрокольцевой [16] геометрии, а также в микродисковых (данная работа) и микрокольцевых [17] лазерах, изготовлен-

ных на основе эпитаксиальных структур с КТ, синтезированных на Si. Как видно, достигнутая в настоящей работе максимальная температура генерации микродисковых лазеров на Si ( $60^\circ\text{C}$ ) превосходит для сравнимых размеров ( $30 \text{ μm}$ ) соответствующее значение для микрокольцевых лазеров (комнатная температура). В случае под-

ложек GaAs использование микродисковых резонаторов также позволяет по сравнению с микрокольцевыми структурами сравнимого диаметра достичь более высокой рабочей температуры (100 °C против 50 °C для  $D = 30\text{--}35$  мкм). Мы полагаем, что это обусловлено более хорошим отводом тепла, выделяющимся в процессе работы

микролазера, от его активной области в случае дисковой геометрии благодаря большей, чем у кольца, площади теплового контакта с подложкой. Удельное тепловое сопротивление микродисковых лазеров было оценено нами равным около  $4 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C} \times \text{см}^2/\text{Вт}$  как для структур на подложках GaAs, так и подложках Si.

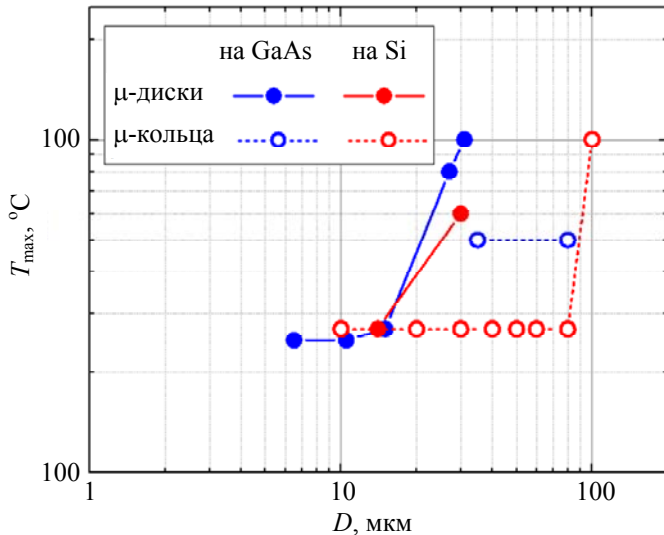


Рис. 8. Соотношение между диаметром  $D$  резонатора и максимальной сообщенной температурой  $T_{\max}$  генерации в непрерывном режиме для микродисковых и микрокольцевых лазеров с КТ, синтезированных на подложках GaAs и Si.

#### 4. Управление излучением микролазеров с помощью наноантенн

Ранее нами было показано, что лазерная мода микродискового резонатора, работающего при оптической накачке, может связываться с наноантенной, сформированной на периферии микродискового резонатора [18]. В качестве такой антенны, имеющей диаметр около 150 нм и высоту 1,3 мкм, был использован углеродно-платиновый композит, формируемый с помощью осаждения, инициируемого сфокусированным электронным пучком. Недостатком такого метода, помимо известной сложности формирования наноантенны, является ее хрупкость, а также дополнительно вносимые потери за счет поглощения на свободных электронах в проводящем материале антенны. В результате наблюдалось снижение добротности примерно на 12 %, сопровождавшееся двукратным ростом порогом генерации микродискового лазера с углеродно-платиновой наноантенной по сравнению с исходным микролазером.

В настоящей работе мы описываем влияние на характеристики микродискового лазера наноантенны в форме сферы, изготавливаемой из кремния с помощью лазерной абляции пленки аморфного кремния. Изготовление и последующее нанесение наносфер на поверхность микродиско-

вых резонаторов с помощью наноманипулятора сканирующего электронного микроскопа проводилось в университете ИТМО. Благодаря существенно меньшей концентрации свободных носителей заряда в поликристаллическом кремнии, формируемом таким образом, по сравнению с Pt-C-композитом удастся избежать внесения дополнительных потерь для высокодобротной МШГ.

Для вывода оптического излучения из изготовленных микрорезонаторов были выбраны наносферы диаметром около 300–350 нм, что соответствует максимуму рассеяния в соответствии с теорией Ми [19] для длины волны излучения активной области микролазера (около 1,3 мкм). На рис. 9, а приведен полученный с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии фрагмент пространственного распределения интенсивности моды шепчущей галереи 1-го радиального порядка, обладающей резонансной длиной волны 1294 нм. Такие измерения позволяют определить положение максимума интенсивности моды для последующего позиционирования наносферы. На рис. 9, б показана микрофотография микрорезонатора с наносферой, помещенной на расстоянии около 200 нм от края микрорезонатора, что соответствует положению максимума первой радиальной моды.

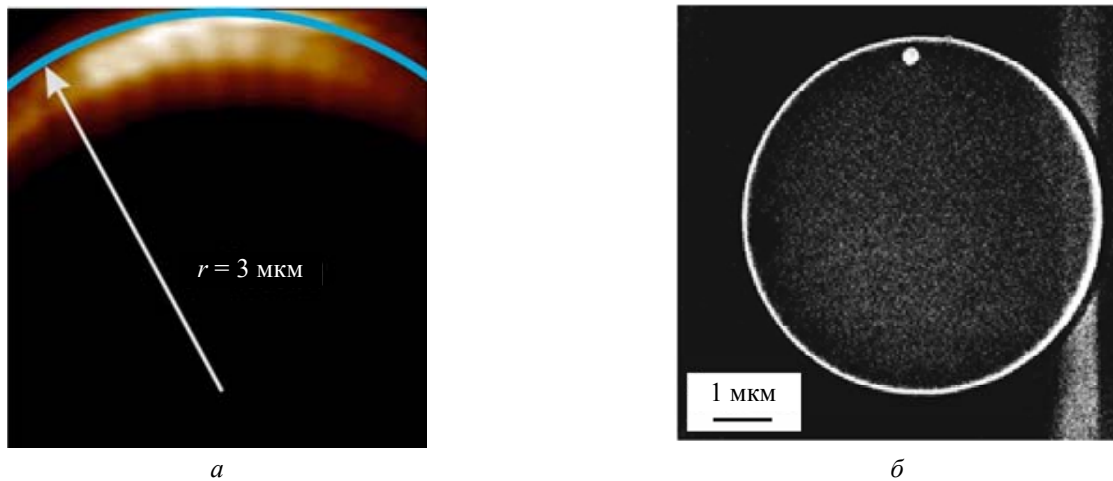


Рис. 9. Полученный с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии фрагмент пространственного распределения интенсивности МШГ 1-го радиального порядка, обладающей резонансной длиной волны 1294 нм (а) и полученная методом сканирующей электронной микроскопии микрофотография микрорезонатора с кремниевой наносферой (б).

На рис. 10 представлен пример углового распределения интенсивности лазерной моды по направлению от центра микродискового резонатора измеренный с помощью конфокального микроскопа для трех случаев: в микролазере без наносферы (синяя кривая), с наносферой нерезонансного размера (диаметр 150 нм, фиолетовая кривая) и с резонансной наносферой (диаметр 350 нм, красная кривая). Как видно, в первом случае интенсивность моды распределена в пространстве почти изотропно. Во втором случае имеются два слабо выраженных максимума – один в направлении от центра микрорезонатора к месту расположения наносферы, а второй – в обратном направлении. В третьем случае, который отличается использованием резонансной наносферы, максимум интенсивности излучения микролазера находится в области размещения наносферы, которая также служит точкой вывода излучения из резонатора. При этом угловое распределение интенсивности излучения характеризуется высокой направленностью вдоль оси от центра микрорезонатора к центру наносферы.

Следует отметить, что интенсивность излучения лазерной моды в направлении наносферы заметно возрастает. В некоторых случаях увеличение интенсивности лазерной моды за счет кремниевой наносферы превышало исходную интенсивность в локальной области вывода излучения более чем в 20 раз. Следует также подчеркнуть, что нанесение кремниевой наносферы на поверхность микрорезонатора не влияет ни на резонансную длину волны, ни на добротность резонатора, которая составила около 30 000, ни на порог лазерной генерации.

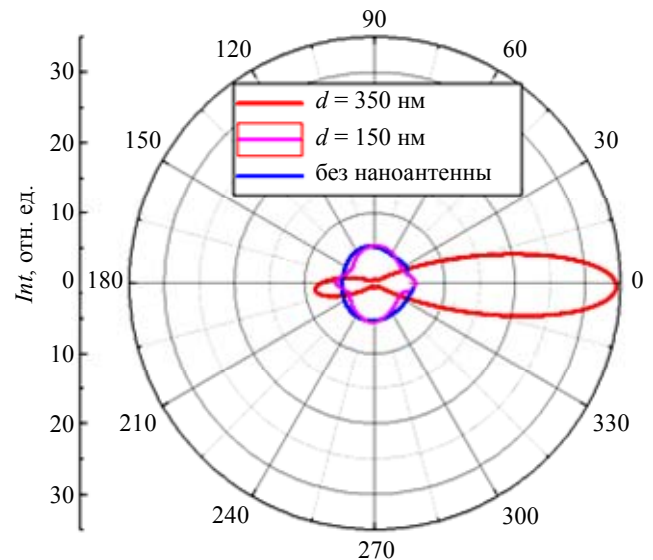


Рис. 10. Распределение интенсивности  $Int$  излучения лазерной моды в направлении от центра микродискового лазера для случаев резонатора без наносферы (синяя кривая) и с кремниевой наносферой различного диаметра  $d$  (150 нм – фиолетовая кривая; 350 нм – красная кривая). Нулевой угол соответствует направлению от центра резонатора к месту размещения наносферы.

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрены различные способы управления модовой структурой лазеров и микролазеров. Было исследовано влияние модулированного легирования квантовых точек InAs/InGaAs примесью  $p$ -типа на поведение полосковых лазеров в режиме двухуровневой генерации – одновременного излучения с длинами волн, соответствующими основному и возбужденному оптическим переходам. Показано, что увеличение  $p$ -легирования (в диапазоне от 0 до



10 дырок на квантовую точку) ведет к росту плотности тока, соответствующего порогу двухуровневой генерации, и тока, при котором мощность, излучаемая на длине волны основного перехода, достигает своего максимального значения. Эта тенденция наиболее заметна в лазерных диодах с высоким уровнем потерь на вывод излучения. В диодах с малыми потерями существенное влияние оказывает снижение внешней дифференциальной эффективности, вызванное ростом внутренних потерь на свободных носителях. В результате, при больших концентрациях дырок имеет место примерно одинаковая мощность излучения ОС ( $7-8 \text{ кА/см}^2$ ), нормированная на площадь активной области, независимо от уровня потерь.

Была исследована возможность подавления генерации на возбужденных поперечных модах в лазерах с расширенным волноводом с помощью дополнительного (пассивного) волновода, оптически связанного с основным (активным) волноводом. Подавление возбужденных мод связано с формированием композитных мод, для которых удаётся изменить пороговое усиление до величин, значительно превосходящих пороговое усиление для возбужденной моды в лазере традиционной конструкции. В результате, в лазерах с GaAs/AlGaAs волноводом толщиной 4,8 мкм наблюдается стабильная по току и по температуре лазерная генерация на фундаментальной поперечной моде с уменьшенной угловой расходимостью излучения 12 град.

Были исследованы микролазеры дисковой геометрии, изготовленные на основе синтезированных на кремниевых подложках лазерных гетероструктур AlGaAs/GaAs с квантовыми точками InAs/InGaAs. Показано, что в таких микролазерах удаётся реализовать низкопороговую лазерную генерацию на одной из мод шепчущей галереи с длиной волны свыше 1,3 мкм. При этом пороговая плотность тока, а также добротность микрорезонатора соответствуют значениям, полученным в микролазерах на основе гетероструктур, синтезированных на GaAs. Наибольшая температура лазерной генерации составила 110 °С в импульсном режиме, что является наибольшим сообщенным на сегодня значением для микролазеров на основе КТ на кремнии. В непрерывном режиме генерация достигалась вплоть до 60 °С.

Были исследованы микродисковые лазеры, в которых селекция требуемой моды и вывод излучения осуществлялся с помощью диэлектрических нанопланшетов сферической формы. Показано, что при выборе размера наносферы и ее расположения на поверхности микрорезонатора, соответствующих резонансному связыванию наносфер с лазерной модой микрорезонатора, можно значительно увеличить выходную интенсивность и реализовать

направленный вывод излучения из микролазера при сохранении низкого порога генерации и узких спектральных линий излучения.

*Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-42-00006) – разделы 1 и 2; проекта Минобрнауки РФ 3.9787.2017/8.9 – раздел 3; гранта Российского фонда фундаментальных исследований (16-29-03111 офи-м) – раздел 4.*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков А. Е., Максимов М. В., Ковш А. Р. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46. № 10. С. 1249.
2. Zhukov A. E., Kovsh A. R., Livshits D. A., Ustinov V. M., Alferov Zh. I. // Semiconductor Science and Technology. 2003. Vol. 18. No. 8. P. 774.
3. Markus A., Fiore A. // Physica Status Solidi (a). 2004. Vol. 201. P. 338.
4. Pietrzak A., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. // Optics Letters. 2008. Vol. 33. No. 19. P. 2188.
5. Gordeev N. Yu., Payusov A. S., Shernyakov Yu. M., Mintairov S. A., Kalyuzhnyy N. A., Kulagina M. M., Maximov M. V. // Optics Letters. 2015. Vol. 40. No. 9. P. 2150.
6. Kato K., Tohmori Y. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. Vol. 6. No. 1. P. 4.
7. Ben Bakir B., Descos A., Olivier N., Bordel D., Grosse P., Augendre E., Fulbert L., Fedeli J.-M. // Optics Express. 2011. Vol. 19. No. 11. P. 10317.
8. Крыжановская Н. В., Максимов М. В., Жуков А. Е. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 3. С. 189.
9. Ji H.-M., Yang T., Cao Y.-L., Xu P.-F., Gu Y.-X., Wang Z.-G. // Japanese Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 49. No. 7R. P. 072103.
10. Gordeev N. Yu., Maximov M. V., Zhukov A. E. // Laser Physics. 2017. Vol. 27. No. 8. P. 86201.
11. Miah M. J., Kalosha V. P., Rosales R., Bimberg D. // Frontiers of Optoelectronics. 2016. Vol. 9. No. 2. P. 225.
12. Kryzhanovskaya N. V., Moiseev E. I., Kudashova Yu. V., Zubov F. I., Lipovskii A. A., Kulagina M. M., Troshkov S. I., Zadiranov Yu. M., Livshits D. A., Maximov M. V., Zhukov A. E. // Electronics Letters. 2015. Vol. 51. No. 17. P. 1354.
13. Tang M., Chen S., Wu J., Jiang Q., Kennedy K., Jurczak P., Liao M., Beanland R., Seeds A. J., Liu H. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2016. Vol. 22. No. 19. P. 1900207.
14. Mao M.-H., Chien H.-C., Hong J.-Z., Cheng C.-Y. // Optics Express. 2011. Vol. 19. No. 15. P. 14145.
15. Крыжановская Н. В., Максимов М. В., Блохин С. А., Бобров М. А., Кулагина М. М., Трошков С. И., Задиранов Ю. М., Липовский А. А., Моисеев Э. И., Кулашова Ю. В., Лившиц Д. А., Устинов В. М., Жуков А. Е. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50. № 3. С. 393.
16. Munsch M., Claudon J., Malik N. S., Gilbert K., Grosse P., Gerard J.-M., Albert F., Langer F., Schlereth T., Pieczarka M. M., Hofling S., Kamp M., Forchel A., Reitzenstein S. // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 100. No. 3. P. 031111.
17. Wan Y., Norman J., Li Q., Kennedy M. J., Liang D., Zhang C., Huang D., Liu A. Y., Torres A., Jung D., Gossard A. C., Hu E. L., Lau K. M., Bowers J. E. / CLEO: Applications and Technology, May 14–19, 2017, San Jose, CA, USA. P. JTh5C.3.
18. Moiseev E. I., Kryzhanovskaya N. V., Polubavkina Yu. S., Maximov M. V., Kulagina M. M., Zadiranov Yu. M., Lipovskii A. A.,

Mukhin I. S., Mozharov A. M., Komissarenko F. E., Sadrieva Z. F., Krasnok A. E., Bogdanov A. A., Lavrinenko A. V., Zhukov A. E. // ACS Photonics. 2017. Vol. 4. No. 2. P. 275.

19. Bohren K. F., Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. – Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, 1998.

PACS: 42.55.Px, 42.60.Da, 85.35.Be

## Control of modal structure of laser cavities and micro-cavities

A. E. Zhukov<sup>1</sup>, N. V. Kryzhanovskaya<sup>1</sup>, N. Yu. Gordeev<sup>1,2</sup>, M. M. Kulagina<sup>2</sup>, A. V. Savelyev<sup>1</sup>, V. V. Korenev<sup>1</sup>, Yu. S. Ploubavkina<sup>1</sup>, E. I. Moiseev<sup>1</sup>, M. V. Maximov<sup>1,2</sup>, and F. I. Zubov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> St Petersburg National Research Academic University of the Russian Academy of Sciences  
Bld. 3, 8 Khlopina str., St. Petersburg, 194021, Russia  
E-mail: zhukale@gmail.com

<sup>2</sup> Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences  
26 Politekhnicheskaya str., St. Petersburg, 194021, Russia

Received October 16, 2017

***Different methods for controlling the modal structure in diode lasers of various types and designs are discussed, including suppression of excited-state lasing in quantum dot lasers by means of modulation p-type doping; stabilization of fundamental transverse mode lasing in edge-emitting lasers with optically coupled cavities; possibility of achieving low-threshold lasing via whispering gallery modes in injection microlasers of disk geometry with quantum-dot based active region, including those grown on a silicon substrate; control of emission outcoupling and spatial distribution in microdisk lasers by means of resonant subwavelength scatterers, such as silicon nanospheres.***

**Keywords:** diode lasers, optical resonators and waveguides, quantum dots, quantum wells, microlasers.

### REFERENCES

1. A. E. Zhukov, M. V. Maximov, and A. R. Kovsh, *Semiconductors* **46** (10), 1225 (2012).
2. A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, D. A. Livshits, V. M. Ustinov, and Zh. I. Alferov, *Semiconductor Science and Technology* **18** (8) 774 (2003).
3. A. Markus and A. Fiore, *Physica Status Solidi (a)* **201**, 338 (2004).
4. A. Pietrzak, H. Wenzel, G. Erbert, and G. Tränkle, *Optics Letters* **33** (19), 2188 (2008).
5. N. Yu. Gordeev, A. S. Payusov, Yu. M. Shernyakov, S. A. Mintairov, N. A. Kalyuzhnyy, M. M. Kulagina, and M. V. Maximov, *Optics Letters* **40** (9), 2150 (2015).
6. K. Kato and Y. Tohmori, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6** (1), 4 (2000).
7. B. Ben Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fulbert, and J.-M. Fedeli, *Optics Express* **19** (11), 10317 (2011).
8. N. V. Kryzhanovskaya, M. V. Maximov, and A. E. Zhukov, *Quantum Electronics* **44** (3), 189 (2014).
9. H.-M. Ji, T. Yang, Y.-L. Cao, P.-F. Xu, Y.-X. Gu, and Z.-G. Wang, *Japanese Journal of Applied Physics* **49** (7R), 072103 (2010).
10. N. Yu. Gordeev, M. V. Maximov, and A. E. Zhukov, *Laser Physics* **27** (8), 86201 (2017).
11. M. J. Miah, V. P. Kalosha, R. Rosales, and D. Bimberg, *Frontiers of Optoelectronics* **9** (2), 225 (2016).
12. N. V. Kryzhanovskaya, E. I. Moiseev, Yu. V. Kudashova, F. I. Zubov, A. A. Lipovskii, M. M. Kulagina, S. I. Troshkov, Yu. M. Zadiranov, D. A. Livshits, M. V. Maximov, and A. E. Zhukov, *Electronics Letters* **51** (17), 1354 (2015).
13. M. Tang, S. Chen, J. Wu, Q. Jiang, K. Kennedy, P. Jureczak, M. Liao, R. Beanland, A. J. Seeds, and H. Liu, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **22** (19), 1900207 (2016).
14. M.-H. Mao, H.-C. Chien, J.-Z. Hong, and C.-Y. Cheng, *Optics Express* **19** (15), 14145 (2011).
15. N. V. Kryzhanovskaya, M. V. Maximov, S. A. Blokhin, M. A. Bobrov, M. M. Kulagina, S. I. Troshkov, Yu. M. Zadiranov, A. A. Lipovskii, E. I. Moiseev, Yu. V. Kudashova, D. A. Livshits, V. M. Ustinov, and A. E. Zhukov, *Semiconductors* **50** (3), 390 (2016).
16. M. Munsch, J. Claudon, N. S. Malik, K. Gilbert, P. Grosse, J.-M. Gerard, F. Albert, F. Langer, T. Schlereth, M. M. Pieczarka, S. Hofling, M. Kamp, A. Forchel, and S. Reitzenstein, *Applied Physics Letters* **100** (3), 031111 (2012).
17. Y. Wan, J. Norman, Q. Li, M. J. Kennedy, D. Liang, C. Zhang, D. Huang, A. Y. Liu, A. Torres, D. Jung, A. C. Gosard, E. L. Hu, K. M. Lau, and J. E. Bowers, *CLEO: Applications and Technology*, (May 14–19, 2017, San Jose, CA, USA). P. JTh5C.3.
18. E. I. Moiseev, N. V. Kryzhanovskaya, Yu. S. Ploubavkina, M. V. Maximov, M. M. Kulagina, Yu. M. Zadiranov, A. A. Lipovskii, I. S. Mukhin, A. M. Mozharov, F. E. Komissarenko, Z. F. Sadrieva, A. E. Krasnok, A. A. Bogdanov, A. V. Lavrinenko, and A. E. Zhukov, *ACS Photonics* **4** (2), 275 (2017).
19. K. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, 1998).