

## Оценка вклада поверхностной рекомбинации в микродисковых лазерах с помощью высокочастотной модуляции

© А.Е. Жуков<sup>1,2</sup>, Э.И. Моисеев<sup>1</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>1,2</sup>, С.А. Блохин<sup>3,¶</sup>, М.М. Кулагина<sup>3</sup>,  
Ю.А. Гусева<sup>3</sup>, С.А. Минтаиров<sup>3,1</sup>, Н.А. Калюжный<sup>3,1</sup>, А.М. Можаров<sup>1</sup>,  
Ф.И. Zubov<sup>1</sup>, М.В. Максимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет  
Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zhukale@gmail.com

Поступила в Редакцию 11 марта 2019 г.

В окончательной редакции 18 марта 2019 г.

Принята к публикации 18 марта 2019 г.

Исследованы микродисковые лазеры диаметром 10–30 мкм, работающие при комнатной температуре без термостабилизации, с активной областью на основе наноструктур гибридной размерности — квантовых ям—точек. Выполнены высокочастотные измерения отклика микролазеров в режиме прямой малосигнальной модуляции, с помощью которых установлены параметры быстрого действия и проведен их анализ в зависимости от диаметра микролазера. Обнаружено, что  $K$ -фактор составляет  $(0.8 \pm 0.2)$  нс, что соответствует оптическим потерям  $\sim 6 \text{ см}^{-1}$ , и при этом не наблюдается регулярная зависимость от диаметра. Обнаружено, что низкочастотная компонента коэффициента затухания релаксационных колебаний обратно пропорциональна диаметру. Такой характер зависимости свидетельствует об уменьшении времени жизни носителей заряда в микрорезонаторах малого диаметра, что может быть связано с преобладанием в них безызлучательной рекомбинации на боковых стенках.

**Ключевые слова:** микрорезонатор, микролазер, поверхностная рекомбинация, высокочастотная модуляция.

DOI: 10.21883/FTP.2019.08.48005.9098

### 1. Введение

Полупроводниковые микродисковые лазеры привлекают значительное внимание в качестве источников излучения для систем оптической связи, существенно более простых в изготовлении по сравнению с вертикально-излучающими лазерами. Эпитаксиальная гетероструктура, используемая для изготовления микродискового лазера [1,2], близка к применяемой для создания торцевых лазеров традиционной конструкции, поскольку высокая добротность при малых размерах резонатора достигается в микродисковом лазере не за счет толстых распределенных брэгговских отражателей, а в результате отражения света от боковых граней. В связи с малыми латеральными размерами в микродисковых лазерах важную роль приобретает проблема безызлучательной рекомбинации носителей заряда на боковых стенках резонатора, формируемых, как правило, глубоким травлением сквозь волновод и активную область. Первые инжекционные микродисковые лазеры [3] были созданы на основе материалов InGaAs/InGaAsP/InP, характеризующихся низким темпом поверхностной рекомбинации. Однако малые разрывы энергетических зон, которые достижимы в гетероструктурах на основе InP, делают такие микролазеры температурно-чувствительными [4],

требуют применения принудительного охлаждения прибора, что приводит к дополнительному энергопотреблению, увеличивает размер прибора и ограничивает сферу его применения.

Альтернативой материалам, синтезируемым на подложках InP, являются гетероструктуры AlGaAs/GaAs на подложках GaAs с квантовыми точками (In,Ga)As в активной области. Хотя эта система материалов и характеризуется более высокой скоростью поверхностной рекомбинации, применение самоорганизующихся квантовых точек (КТ), формируемых по механизму Странского—Крастанова, может до некоторой степени подавить ее влияние благодаря малой длине латеральной диффузии носителей заряда [5]. С помощью таких КТ была показана возможность лазерной генерации в микродисковых лазерах в непрерывном режиме без принудительного охлаждения вплоть до  $100^\circ\text{C}$  [2]. В то же время, КТ Странского—Крастанова вследствие низкой поверхностной плотности характеризуются малым оптическим усилением, что затрудняет оптимизацию приборных параметров.

Недавно нами был предложен и реализован новый тип наноструктур, формируемых при осаждении InGaAs с относительно небольшим содержанием индия (30–50%) на слабо разориентированную подложку GaAs(100) [6].

Они представляют собой сверхплотный массив наноструктур, названных нами „квантовые ямы–точки“ (КЯТ), поскольку сочетают некоторые особенности как квантовых точек (локализацию носителей заряда в пространстве), так и квантовых ям (высокое значение оптического усиления). С использованием КЯТ были достигнуты наибольшая на сегодня температура лазерной генерации в микродисковых лазерах в непрерывном режиме ( $110^\circ\text{C}$ ), а также рекордные значения оптической мощности и коэффициента полезного действия [7]. Была показана возможность прямой модуляции с частотой по крайней мере 6 ГГц, а минимальная энергия переключения составила 1.5 пДж/бит [8]. Невьясненными, однако, остаются вопросы величины оптических потерь и влияния безызлучательной поверхностной рекомбинации на характеристики микродисковых лазеров на основе КЯТ.

В настоящей работе мы впервые применительно к микродисковым лазерам с активной областью на основе квантовых ям–точек выполнили оценки поверхностной рекомбинации и оптических потерь в таких микролазерах с помощью измерения параметров, определяющих характеристики микролазеров в режиме прямой модуляции.

## 2. Особенности эксперимента

Лазерная гетероструктура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в реакторе низкого давления, с использованием водорода в качестве газа-носителя, а в качестве прекурсоров использовались арсин и триметилы галлия, алюминия и индия. Подложка  $n^+$ -GaAs была разориентирована на  $6^\circ$  относительно плоскости (100). Эмиттерные слои  $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$  ограничивали волноводный слой GaAs толщиной 0.8 мкм, в середину которого было помещено 5 рядов КЯТ, каждый из которых был сформирован осаждением 8 монослоев  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , отделенных друг от друга прослойками GaAs толщиной 40 нм. Лазерные микродисковые резонаторы были изготовлены с помощью фотолитографии и глубокого плазмохимического травления. Диаметр резонатора варьировался от 10.5 до 31 мкм. Верхние омические контакты к  $p^+$ -GaAs были сформированы с помощью металлизации AgMn/NiAu и имели круглую форму. Нижний сплошной контакт к  $n^+$ -подложке был сформирован с помощью металлизации AuGe/Ni/Au. Микродиски были планаризованы с помощью эпоксидного резиста SU-8 для формирования контактных площадок.

Группа из 12 микродисков различного диаметра с общим нижним контактом была напаяна на держатель, имеющий контактные площадки для подключения высокочастотного зонда. К верхней контактной площадке исследуемого микролазера индивидуально припаивалась золотая проволока диаметром 50 мкм. Микрофотография показана на рис. 1. Высокочастотные измерения проводились в диапазоне до 20 ГГц с использованием

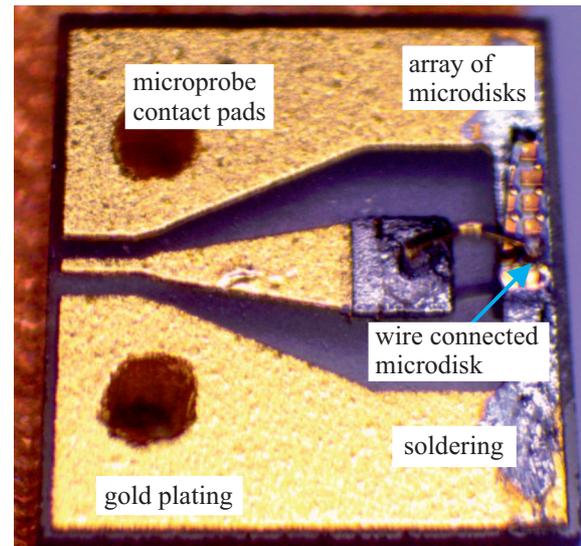


Рис. 1. Микрофотография массива микродисковых лазеров на держателе.

фотодетектора New Focus 1434 и анализатора цепей Agilent E8364B. Для каждого микролазера модуляционные кривые были записаны вплоть до тока смещения, в  $\sim 3$  раза превышающего пороговый ток лазерной генерации. Измерения проводили при комнатной температуре без использования температурной стабилизации и каких-либо устройств принудительного охлаждения.

## 3. Результаты и обсуждение

Пример амплитудно-частотного отклика  $A(f)$  микродискового лазера диаметром 23 мкм при прямой малосигнальной модуляции приведен на рис. 2. Полученные экспериментальные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) были затем аппроксимированы с помощью выражения, которое может быть получено из анализа скоростных уравнений лазера [9],

$$A(f) = \frac{f_R^4}{(f_R^2 - f^2)^2 + f^2 (\gamma/2\pi)^2} \frac{1}{1 + f^2/f_C^2}, \quad (1)$$

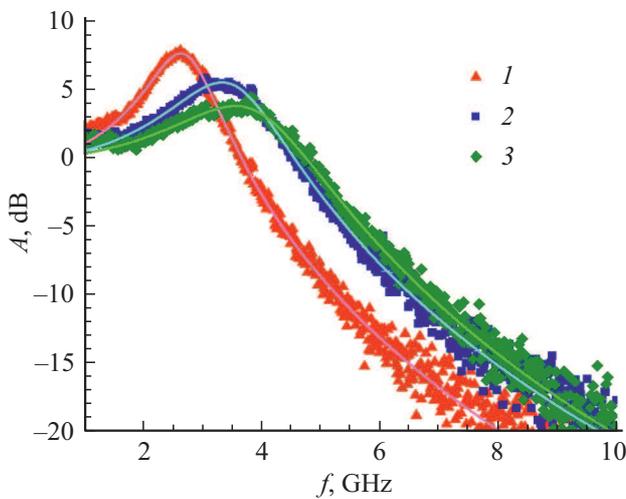
что позволило для каждого микролазера и определенного тока смещения определить параметры, влияющие на быстродействие, — частоту ( $f_R$ ) и коэффициент затухания ( $\gamma$ ) релаксационных колебаний, показанные на рис. 3, а также паразитную частоту отсечки ( $f_C$ ).

При токах смещения  $I$ , не слишком близких к порогу генерации, взаимосвязь между частотой релаксационных колебаний и коэффициентом их затухания описывается выражением [10]

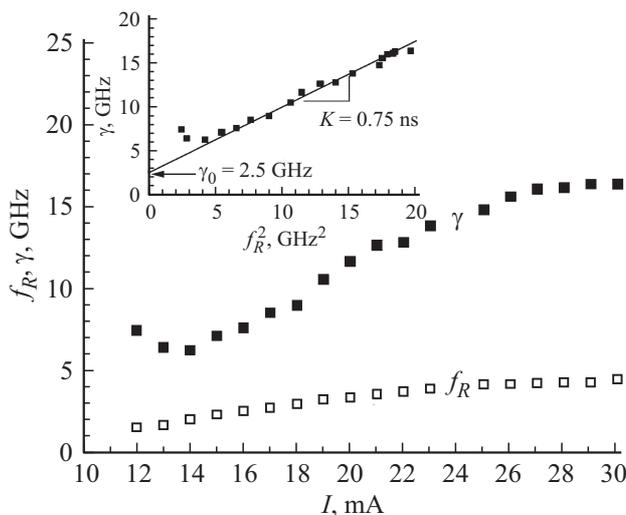
$$\gamma = Kf_R^2 + \gamma_0, \quad (2)$$

где  $K$  — так называемый  $K$ -фактор, зависящий от оптических потерь в резонаторе и коэффициента нелинейного насыщения усиления активной области,  $\gamma_0$  —

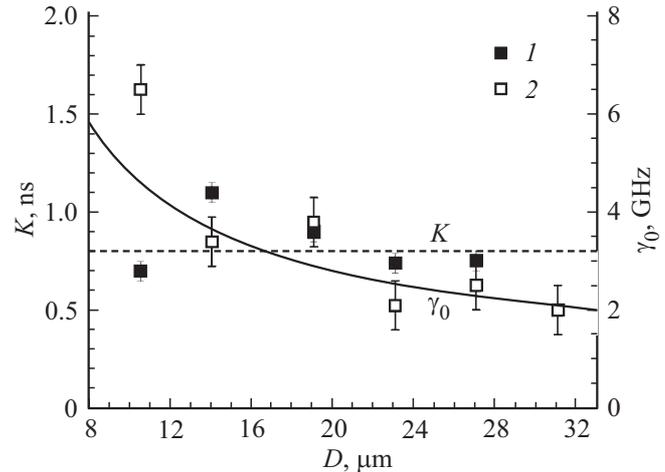
доминирующая при малых токах смещения (низкочастотная) компонента коэффициента затухания (так называемое смещение коэффициента затухания). На вставке к рис. 3 представлен пример такой зависимости для случая микролазера диаметром 27 мкм. Каждая точка представляет собой пару  $f_R^2$  и  $\gamma$ , значения которых были определены для некоторого тока смещения. Аппроксимация с помощью выражения (2) дает для этого микролазера  $K = (0.75 \pm 0.05)$  нс и  $\gamma_0 = (2.5 \pm 0.5)$  ГГц (наблюдаемое в области малых частот отклонение от линейной зависимости обусловлено вкладом спонтанного излучения в лазерную моду [9], который становится пренебрежимо малым по мере роста тока смещения).



**Рис. 2.** Малосигнальные модуляционные кривые для микродискового лазера диаметром 23 мкм при постоянном токе смещения, мА: 1 — 13, 2 — 16, 3 — 19. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация выражением (1).



**Рис. 3.** Частота и коэффициент затухания релаксационных колебаний в зависимости от тока смещения для микролазера диаметром 27 мкм. На вставке — взаимосвязь между частотой и коэффициентом затухания релаксационных колебаний (точки) и аппроксимация выражением (2) (линия).



**Рис. 4.** Значения  $K$ -фактора (точки 1) и низкочастотной компоненты коэффициента затухания релаксационных колебаний  $\gamma_0$  (точки 2) в зависимости от диаметра микролазеров. Штриховая линия —  $K = 0.8$  нс, сплошная линия — аппроксимация выражением (4).

Рис. 4 обобщает значения  $K$ -фактора, определенные для микродисковых лазеров различного диаметра. Как видно, отсутствует какая-либо регулярная зависимость  $K$ -фактора от диаметра микролазера, а это означает, что и оптические потери не зависят от диаметра в исследованном диапазоне размеров. Это согласуется с предсказаниями теории [11], согласно которым экспоненциально зависящие от диаметра потери на вывод излучения из микродиска или микрокольца, обусловленные кривизной резонатора, становятся заметными, лишь когда его размер сопоставим с длиной волны излучения. Оптические потери, вызванные рассеянием света на шероховатостях боковых стенок, обратно пропорциональны объему микродиска [12], так что значения  $K$ -фактора должны уменьшаться при уменьшении диаметра, если прочие параметры микрорезонатора (прежде всего характерный размер рассеивающих центров на поверхности) остаются неизменными. Очевидно, что в реальности микрошероховатости, возникающие в процессе изготовления лазерного микрорезонатора, варьируются от процесса к процессу, что и приводит к разбросу значения оптических потерь и, как результат, нерегулярному поведению  $K$ -фактора. Его среднее значение (штриховая линия на рис. 4) составляет  $\sim (0.8 \pm 0.2)$  нс, что соответствует предельной частоте модуляции  $\sim 11$  ГГц.

То обстоятельство, что  $K$ -фактор не зависит от диаметра микролазера, означает неизменность оптических потерь, а значит, все исследуемые микролазеры должны характеризоваться близкими значениями пороговой концентрации носителей заряда. Ранее мы показали, что квадрат частоты релаксационных колебаний линейно изменяется с выходной мощностью излучения микролазера по крайней мере вплоть до 4 ГГц [8], что позволяет пренебречь в этом диапазоне токов смеще-

ния влиянием нелинейного насыщения усиления. Это в свою очередь позволяет с использованием выражения  $K \approx 4\pi^2(v_{gr}\alpha)^{-1}$  оценить величину оптических потерь в исследуемых микролазерах как  $(6 \pm 2) \text{ см}^{-1}$  (при расчете групповой скорости фотонов лазерной моды  $v_{gr}$  полагали величину эффективного модового индекса равной 3.5). Такое значение оптических потерь заметно меньше величины насыщенного оптического усиления использованной активной области ( $> 50 \text{ см}^{-1}$ ), так что концентрация носителей должна быть близка к той, при которой происходит инверсия заселенности квантовых точек.

При анализе параметров, полученных с помощью анализа малосигнальной прямой модуляции, наибольший интерес, как правило, представляют значения  $K$ -фактора, поскольку они определяют предельное быстродействие лазера, достигаемое при сильном демпфировании релаксационных колебаний [13]. Однако в настоящей работе нас также интересуют и значения  $\gamma_0$ , которые в большинстве экспериментальных работ не обсуждаются. В связи с этим следует отметить, что смещение коэффициента затухания релаксационных колебаний  $\gamma_0$ , как следует из анализа скоростных уравнений [14], обусловлено конечным временем жизни  $\tau$  носителей заряда в активной области, т. е. темпом рекомбинации:

$$\gamma_0 = \frac{1}{\chi\tau} \approx \frac{1}{\tau}, \quad (3)$$

где  $\chi$  — типично близкий к 1 фактор, зависящий от транспорта носителей через волновод и их захвата в активную область [15]. Таким образом, анализ  $\gamma_0$  позволит определить особенности рекомбинации носителей заряда в различных микролазерах (в (3) мы пренебрегаем членом, связанным с вкладом спонтанного излучения в лазерную моду, поскольку, как отмечалось выше, подгонка экспериментальных данных с помощью (2) осуществляется вдали от порога лазерной генерации).

На рис. 4 приведены значения  $\gamma_0$  в зависимости от диаметра  $D$ . Несмотря на заметный разброс, отчетливо прослеживается тенденция к увеличению  $\gamma_0$  при снижении размера микролазера, т. е. к уменьшению времени жизни носителей. Экспериментальная зависимость может быть аппроксимирована выражением (сплошная линия на рис. 4)

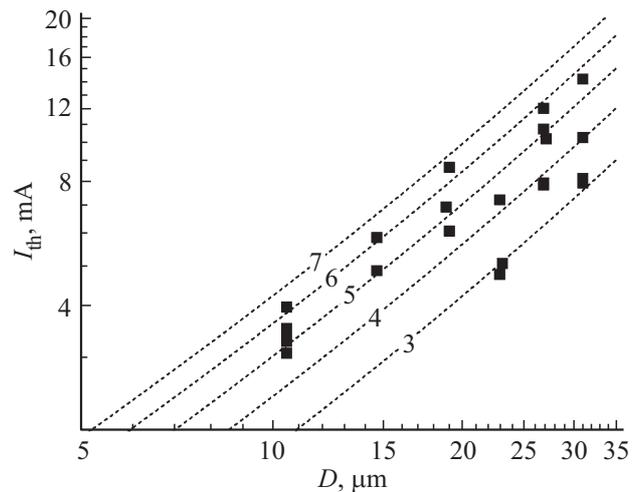
$$\gamma_0 = \frac{a}{D} + \frac{1}{\tau_0}, \quad (4)$$

где коэффициент  $a \approx (40 \pm 10) \text{ ГГц} \cdot \text{мкм}$  и  $\tau_0 \approx (1.2 \pm 0.3) \text{ нс}$ .

Время жизни носителей заряда (более точно, дифференциальное время жизни) определяется зависимостью темпа рекомбинации  $R$  от концентрации  $n$ :

$$\tau^{-1} = \frac{dR(n)}{dn}. \quad (5)$$

Поскольку, как мы установили, концентрация носителей заряда во всех микродисках, независимо от их диаметра,



**Рис. 5.** Зависимости порогового тока микродисковых лазеров от диаметра: точки — эксперимент, линии — аппроксимация выражением (8). Указаны значения пороговой концентрации в единицах  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $3 \cdot 10^{12} - 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ).

остается приблизительно постоянной, величина  $\tau$  должна оставаться постоянной, если только сам темп рекомбинации не зависит от диаметра в явном виде. Все механизмы объемной рекомбинации, как излучательные, так и безызлучательные, протекающие как непосредственно в активной области, так и в волноводе, не содержат такой зависимости. В отличие от них темп безызлучательной поверхностной рекомбинации  $R_{sr}$ , возникающей на боковых стенках микрорезонатора, в явном виде определяется отношением периметра ( $P = \pi D$ ) активной области к ее площади ( $S = \pi D^2/4$ ) [9]:

$$R_{sr} = \frac{P}{S} v_s n \propto \frac{1}{D}, \quad (6)$$

где  $v_s$  — скорость поверхностной рекомбинации.

Комбинируя (3)–(6), мы получаем следующее выражение для смещения коэффициента затухания, определяемого безызлучательной поверхностной рекомбинацией:

$$\gamma_{0sr} = \frac{P}{S} v_s = \frac{4v_s}{D}. \quad (7)$$

Полученное выражение позволяет нам сопоставить подгоночный параметр  $a$ , с учетом множителя 4, со скоростью поверхностной рекомбинации. При этом параметр  $\tau_0$ , очевидно, имеет смысл времени жизни носителей заряда, определяемого механизмами рекомбинации, протекающими в объеме.

На рис. 5 представлены экспериментальные значения порога генерации в зависимости от диаметра микродискового лазера (приведены результаты для всей имеющейся совокупности данных для аналогичных микролазеров, а не только для тех структур, которые были исследованы в режиме прямой модуляции). В области

малых диаметров наблюдается тенденция к росту значения порогового тока пропорционально первой степени диаметра микродиска. Иными словами, пороговая плотность тока, определяемая как  $I_{th}/S$ , не остается постоянной, но увеличивается при уменьшении  $D$ .

Пороговый ток  $I_{th}$  микролазера можно представить суммой двух слагаемых:

$$I_{th} = S j_{th0} + e P v_s n_{th}, \quad (8)$$

из которых первое,  $\propto D^2$ , соответствует рекомбинации в объеме и характеризуется постоянной плотностью тока рекомбинации  $j_{th0} = e n_{th} / \tau_0$ , а второе слагаемое,  $\propto D$ , описывает вклад поверхностной рекомбинации [9];  $n_{th}$  имеет смысл двумерной концентрации носителей на пороге генерации. Результаты расчета порогового тока в микродисковых лазерах разного диаметра с использованием выражения (8) приведены на рис. 5. Параметры, характеризующие поверхностную и объемную рекомбинации, взяты в соответствии с обсуждавшимися выше значениями,  $n_{th}$  варьируется в диапазоне  $(3-7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Как видно, наиболее близко всю совокупность экспериментальных данных характеризует значение пороговой концентрации  $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Эта оценка по порядку величины согласуется с концентрацией ( $\sim 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) носителей заряда в активной области, необходимой для достижения инверсии заселенности, с учетом числа рядов КЯТ (5) и поверхностной плотности ( $\sim 0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) островков в каждом ряду, на порядок превышающей значения, характерные для КТ, формируемых по механизму Странского–Крастанова. Отметим, что для наиболее низкороговых исследованных микролазеров оценка концентрации носителей заряда дает величину  $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Выражения (4) и (8) предсказывают, что в области больших диаметров доминирует объемная рекомбинация, а при малых размерах микродискового лазера — поверхностная безызлучательная рекомбинация. Критический размер микродиска, при котором последняя начинает преобладать,  $D_{cr} = \alpha \tau_0$ , составляет 50 мкм с учетом извлеченных из эксперимента значений параметров. Это означает, что для всей исследуемой совокупности микролазеров вклад поверхностной рекомбинации является существенным.

#### 4. Заключение

Таким образом, нами исследованы параметры быстрого действия микродисковых лазеров с активной областью, представляющей собой сверхплотный массив квантовых ям–точек, формируемых на вицинальных подложках. Определенное с помощью  $K$ -фактора значение оптических потерь относительно невелико и составляет  $\sim 6 \text{ см}^{-1}$  независимо от диаметра микродиска. В этих условиях экспериментально наблюдаемый при уменьшении диаметра рост величины низкочастотной компоненты коэффициента затухания релаксационных колебаний,

определяемой временем жизни носителей заряда в активной области, может быть объяснен соответствующим увеличением темпа поверхностной рекомбинации в микродисках меньшего размера. Это согласуется с наблюдаемым возрастанием пороговой плотности тока при уменьшении диаметра. Отметим, что такое поведение не характерно для инжекционных микролазеров на основе КТ, сформированных по механизму Странского–Крастанова [16], для которых в широком диапазоне значений диаметра наблюдается постоянное значение пороговой плотности тока. Отличие может быть вызвано меньшей энергией локализации носителей заряда в КЯТ и, как результат, в более свободной латеральной миграции носителей вдоль плоскости активной области.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 18-12-00287. Планаризация микродисков (А.М.М.) была разработана и выполнена при поддержке Министерства образования и науки России (3.9796.2017/8.9 и 16.2593.2017/4.6).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] M.-H. Mao, H.-C. Chien, J.-Z. Hong, C.-Y. Cheng. *Opt. Express*, **19**, 14145 (2011).
- [2] 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, A.E. Zhukov. *Electron. Lett.*, **51**, 1354 (2015).
- [3] A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.L. McCall, T. Tanbun-Ek, D.L. Coblenz, S.J. Pearton. *Electron. Lett.*, **28**, 1011 (1992).
- [4] A.K. Sokol, R.P. Sarzala. *Optica Applicata*, **43**, 325 (2013).
- [5] A. Fiore, M. Rossetti, B. Alloing, C. Paranthoen, J.X. Chen, L. Geelhaar, H. Riechert. *Phys. Rev. B*, **70**, 205311 (2004).
- [6] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, **26**, 385202 (2015).
- [7] E. Moiseev, N. Kryzhanovskaya, M. Maximov, F. Zubov, A. Nadtochiy, M. Kulagina, Yu. Zadiranov, N. Kalyuzhnyy, S. Mintairov, A. Zhukov. *Optics. Lett.*, **43**, 4554 (2018).
- [8] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov. *Int. Conf. Frontiers of 21st Century Physics and Ioffe Institute* (St. Petersburg, Russia, 2018) p. 33.
- [9] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Masanovic. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, 2nd edn (N. Y., Wiley, 2012).
- [10] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, J.E. Bowers, R.S. Geels, L.A. Coldren. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, 121 (1992).
- [11] R.E. Slusher, A.F.J. Levi, U. Mohideen, S.L. McCall, S.J. Pearton, R.A. Logan. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 1310 (1993).
- [12] M. Borselli, T.J. Johnson, O. Painter. *Opt. Express*, **13**, 1515 (2005).

- [13] E. Kapon. *Semiconductor Lasers I: Fundamentals* (San Diego, Academic Press, 1999).
- [14] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R.S. Geels, J.E. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **28**, 1990 (1992).
- [15] H. Su, L.F. Lester. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2112 (2005).
- [16] Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, С.А. Блохин, М.А. Бобров, М.М. Кулагина, С.И. Трошков, Ю.М. Задиранов, А.А. Липовский, Э.И. Моисеев, Ю.В. Кудашова, Д.А. Лившиц, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **50**, 393 (2016).

Редактор Л.В. Шаронова

### Estimation of the surface recombination impact in microdisk lasers by means of high-frequency modulation technique

A.E. Zhukov<sup>1,2</sup>, E.I. Moiseev<sup>1</sup>, N.V. Kryzhanovskaya<sup>1,2</sup>, S.A. Blokhin<sup>3</sup>, M.M. Kulagina<sup>3</sup>, Yu.A. Guseva<sup>3</sup>, S.A. Mintairov<sup>3,1</sup>, N.A. Kalyuzhnyy<sup>3,1</sup>, A.M. Mozharov<sup>1</sup>, F.I. Zubov<sup>1</sup>, M.V. Maximov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> St. Petersburg National Research Academic University, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Peter the Great Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> Ioffe institute, 194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Microdisk lasers with a diameter of 10–30  $\mu\text{m}$ , operating at room temperature without thermal stabilization, with an active region based on nanostructures of hybrid dimensionality (quantum well–dots) are studied. Measurements of the high-frequency small-signal modulation response of the microlasers were carried out for evaluation of the dynamic characteristics and their analysis as a function of the microlaser diameter. It was found that the  $K$ -factor is  $(0.8 \pm 0.2)$  ns, which corresponds to an optical loss of  $\sim 6 \text{ cm}^{-1}$ ; it does not demonstrate a regular dependence on the diameter. It was found that the damping factor offset of the relaxation oscillations is inversely proportional to the diameter. This character of dependence indicates a decrease in the lifetime of charge carriers in microresonators of smaller diameters and may be attributed to the predominance of nonradiative recombination at the sidewalls.