

07.3

## Зависимость длины волны генерации от оптических потерь в лазере на квантовых точках

© Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, А.М. Надточий<sup>1,2</sup>, К.А. Иванов<sup>1</sup>, Э.И. Моисеев<sup>1</sup>, И.А. Мельниченко<sup>1</sup>, С.Д. Комаров<sup>1</sup>, С.А. Минтаиров<sup>2</sup>, Н.А. Калюжный<sup>2</sup>, М.В. Максимов<sup>3</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>2</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия

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

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zhukale@gmail.com, aezhukov@hse.ru

Поступило в Редакцию 26 июня 2024 г.

В окончательной редакции 11 июля 2024 г.

Принято к публикации 12 июля 2024 г.

Исследована зависимость положения линии лазерной генерации от оптических потерь в полосковых лазерах, содержащих различное число слоев плотных массивов квантовых точек InGaAs/GaAs (квантовых ям-точек). Получено аналитическое выражение, устанавливающее в явном виде связь положения максимума спектра усиления с величиной усиления в максимуме для массива с гауссовской плотностью состояний. Продемонстрировано хорошее согласие предсказаний модели с экспериментальными данными. Насыщенное модовое усиление оценено как  $51 \text{ cm}^{-1}$  на слой.

**Ключевые слова:** квантовые точки, полупроводниковый лазер, спектр усиления, неоднородное уширение.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.21.58962.20039

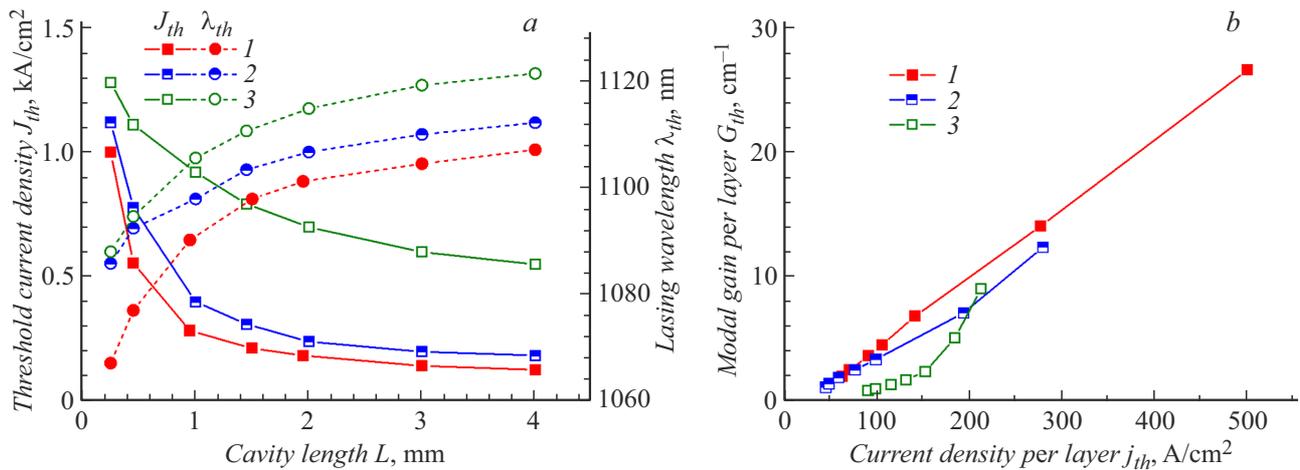
Прогресс в реализации полупроводниковых микролазеров и лазеров на кремнии во многом обусловлен использованием в качестве активной области эпитаксиальных массивов квантовых точек (КТ) [1–3]. Важное значение для практики имеет знание соотношений между плотностью тока накачки, величиной оптического усиления и спектральным положением максимума усиления, так как они устанавливают основные приборные характеристики лазера (пороговую плотность тока, длину волны генерации) в зависимости от оптических потерь. Для лазеров на основе КТ было детально исследовано влияние накачки на оптическое усиление и предложено несколько аппроксимирующих выражений, позволяющих учесть линейную зависимость на начальном участке и последующее насыщение усиления [4,5]. Для нахождения формы спектра усиления КТ было предложено использовать функцию Гаусса для плотности состояний массива КТ [6]. В то же время отсутствует какая-либо модель, позволяющая в явном виде описать связь спектрального положения максимума усиления с величиной усиления в максимуме. В настоящей работе мы исследуем как экспериментально, так и с помощью полученного аналитического выражения зависимость положения линии генерации плотного массива КТ InGaAs/GaAs от оптических потерь в полосковых лазерах с резонатором Фабри–Перо.

Исследуемые гетероструктуры были синтезированы методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках  $n^+$ -GaAs, отклоненных на  $6^\circ$  от плоскости (100). Активная область содержала  $N_{\text{QD}} = 2, 4$  или  $6$  слоев КТ, формируемых осаждением

In<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As (около 2 nm), разделенных спейсерами GaAs толщиной 40 nm. Такие КТ, также называемые квантовыми ямами-точками, характеризуются высокой плотностью и, как следствие, высоким материальным усилением (около  $1.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  на один слой [7]), более характерным для квантовых ям, благодаря чему и получили свое название. Общая толщина волноводного слоя составляла около 0.8  $\mu\text{m}$ . Эмиттерные слои Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As имели толщину по 1.5  $\mu\text{m}$  и были градиентно легированы Zn ( $p$ ) и Si ( $n$ ). Для такой конструкции лазерного волновода фактор оптического ограничения составляет около 0.37% на один слой КТ [7], что позволяет оценить величину насыщенного модового усиления  $G_{\text{sat}}$  около  $55 \text{ cm}^{-1}$ .

Полосковые лазеры имели ширину 100  $\mu\text{m}$  и длину  $L$  в диапазоне от 0.25 до 4 mm. Грани формировались скальванием и не покрывались диэлектриком. На рис. 1, а показаны измеренные при комнатной температуре пороговая плотность тока  $J_{\text{th}}$  и длина волны излучения на пороге лазерной генерации  $\lambda_{\text{th}}$  в зависимости от длины резонатора. Наблюдается увеличение  $J_{\text{th}}$  и коротковолновый сдвиг  $\lambda_{\text{th}}$  при уменьшении  $L$ . Лазерные диоды с большим числом слоев КТ обладают большей пороговой плотностью тока и более длинноволновой линией излучения.

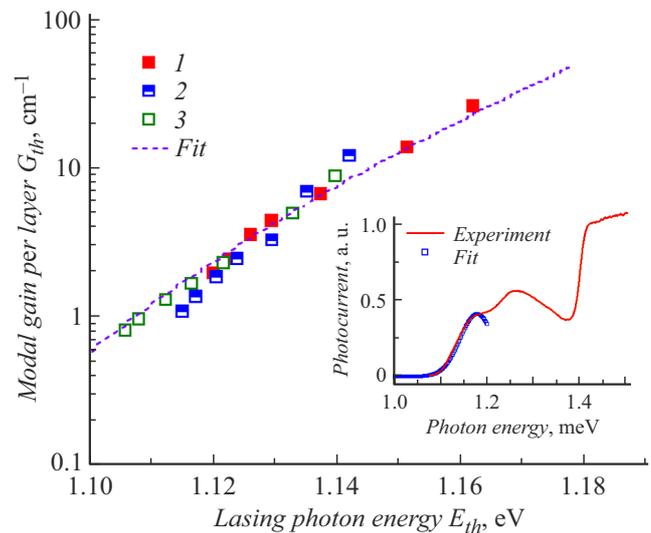
Были вычислены потери на вывод излучения:  $\alpha_{\text{out}} = \ln(R^{-1})/L$ , где коэффициент отражения граней  $R$  полагали равным 0.3. Исходя из зависимости внешней дифференциальной эффективности от  $L$  были определены внутренние потери  $\alpha_{\text{in}} = 1.0, 1.5$  и  $1.9 \text{ cm}^{-1}$  для  $N_{\text{QD}} = 2, 4$  и  $6$ . Затем было вычислено значение модового



**Рис. 1.** Зависимости пороговой плотности тока (квадраты) и длины волны на пороге генерации (кружки) от длины резонатора (a) и модового усиления от плотности тока (b) для лазеров с числом слоев КТ  $N_{QD} = 2$  (1), 4 (2) и 6 (3).

усиления, требуемое для начала лазерной генерации в расчете на один слой КТ:  $G_{th} = (\alpha_{out} + \alpha_{in})/N_{QD}$ . Оно показано на рис. 1, b в зависимости от плотности тока накачки, приходящейся на один слой КТ:  $j_{th} = J_{th}/N_{QD}$ . В лазерах с  $N_{QD} = 2$  и 4 эти зависимости близки друг к другу и не демонстрируют заметного насыщения. Как мы полагаем, это связано с тем, что измеренные значения  $G_{th}$  заметно меньше  $G_{sat}$ , что делает невозможным определение значения последнего. Лазеры с  $N_{QD} = 6$  характеризуются более высокими плотностями тока, что может быть связано с более сильной безызлучательной рекомбинацией в этой эпитаксиальной структуре. Таким образом, зависимости  $G_{th}(j_{th})$  не носят универсального характера для лазеров с различным  $N_{QD}$ , несмотря на номинальную идентичность всех КТ.

Рис. 2 иллюстрирует взаимосвязь между энергией фотонов  $E_{th}$ , отвечающей линии генерации, и модовым усилением  $G_{th}$  на пороге генерации. Как видно, рост  $E_{th}$  вызывает увеличение  $G_{th}$ . При этом для лазерных структур с различным  $N_{QD}$  зависимости оказываются весьма близкими (в пределах  $\pm 2$  meV). В лазере с резонатором Фабри–Перо (а также в дисковом лазере не слишком малого диаметра) оптические потери не зависят от длины волны, а спектральное расстояние между соседними модами резонатора мало. В этом случае значение  $E_{th}$  задается максимумом спектра модового усиления  $G(E)$ , при том что усиление в максимуме уравнивает потери, т.е.  $G(E_{th}) = G_{th}$ . В свою очередь спектр усиления определяется спектральной формой приведенной плотности состояний ансамбля КТ  $\rho(E)$  и степенью инверсии заселенности:  $G(E) = G_{sat}\rho(E)[f_e(E_e) + f_h(E_h) - 1]$ . Здесь  $f_{e(h)}$  и  $E_{e(h)}$  — степень заполнения и энергия электронного (дырочного) уровня КТ, причем  $E = E_e - E_h$ . Наличие разброса размеров (а также других параметров) КТ ведет к неоднородному уширению плотности состояний вблизи  $E_0$  — средней энергии оптического перехо-



**Рис. 2.** Модовое усиление на пороге генерации на один слой КТ в зависимости от энергии излучения. Символы — эксперимент:  $N_{QD} = 2$  (1), 4 (2) и 6 (3), линия — аппроксимация выражением (3). На вставке — спектр фототока (линия) и аппроксимация функцией Гаусса (квадраты).

да. Когда массив КТ близок к полному заполнению ( $f_{e,h} \approx 1$ ), максимум спектра усиления приближается к  $E_0$ , а усиление в максимуме — к  $G_{sat}$ .

Для описания в явном виде связи между спектральным положением линии генерации  $E_{th}$  и усилением  $G_{th}$  (оптическими потерями) положим, что  $\rho(E)$  хотя бы с длинноволновой стороны (для  $E < E_0$ ) описывается функцией Гаусса  $\rho(E) = \exp[-(E - E_0)^2/(2\sigma^2)]$ , где  $\sigma$  отражает величину неоднородного уширения. Допустим также, что заполнение ансамбля КТ имеет равновесный характер [6] и  $f_{e,h}$  могут быть выражены через энергии Ферми  $F_{e,h}$  электронов (дырок):  $f_{e,h} = [1 + \exp(\pm(E_{e,h} - F_{e,h})/E_T)]^{-1}$ ,  $E_T$  — тепловая

энергия; знак „плюс“ соответствует электронам, знак „минус“ — дыркам. Наконец, потребуем выполнения локальной электронейтральности  $f_e(E_e) = f_h(E_h)$ , что эквивалентно  $(E_e - F_e) = -(E_h - F_h)$ . С учетом принятых допущений нормированный спектр усиления принимает вид

$$g = \exp\left(-\frac{\varepsilon^2}{2s^2}\right) \left(\frac{2}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varphi}{2}\right)} - 1\right), \quad (1)$$

где  $g \equiv G/G_{sat}$ ,  $\varepsilon \equiv (E - E_0)/E_T$ ,  $s \equiv \sigma/E_T$ ,  $\varphi \equiv (F_e - F_h - E_0)/E_T$ . Форма спектра усиления проиллюстрирована на вставке к рис. 3. Неоднородное уширение приводит к тому, что максимум  $\varepsilon_{th} \equiv (E_{th} - E_0)/E_T$  спектра усиления сдвинут влево относительно центра плотности состояний, т.е.  $\varepsilon_{th} < 0$ . По мере увеличения нормированной энергии Ферми  $\varphi$  усиление  $g_{th} \equiv G_{th}/G_{sat}$  растет, приближаясь к единице, а  $\varepsilon_{th}$  стремится к нулю.

Приравняв  $dg/d\varepsilon = 0$ , получаем

$$\frac{\xi}{(1 + \xi)^2} + \frac{\varepsilon_{th}}{s^2} \left(\frac{2}{1 + \xi} - 1\right) = 0. \quad (2)$$

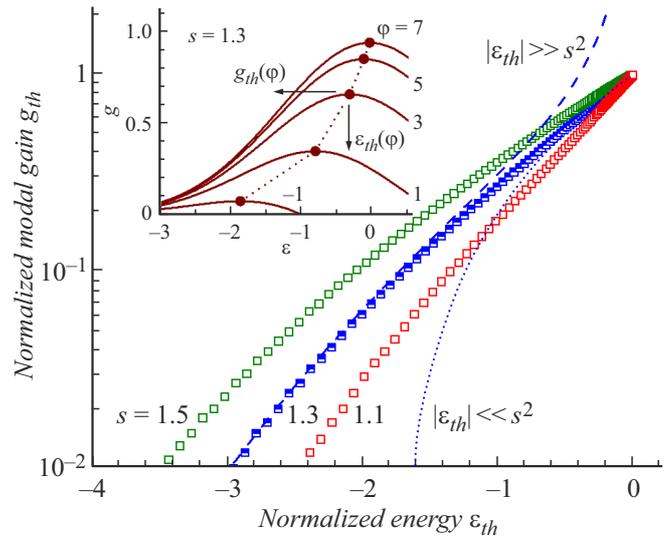
Здесь  $\xi \equiv \exp((\varepsilon_{th} - \varphi)/2)$ . Решая (2) относительно  $\xi$  и подставляя затем в (1), находим в явном виде искомое соотношение между  $g_{th}$  и  $\varepsilon_{th}$ :

$$g_{th} = \left(\frac{4}{2 + s^2/\varepsilon_{th} + \sqrt{4 + s^4/\varepsilon_{th}^2}} - 1\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{th}^2}{2s^2}\right). \quad (3)$$

Чем больше нормированное уширение плотности состояний  $s$ , тем дальше сдвинут максимум спектра  $\varepsilon_{th}$  относительно нуля при одном и том же значении  $g_{th}$  (рис. 3). Когда  $|\varepsilon_{th}| \gg s^2$ , предэкспоненциальный множитель в (3) упрощается к виду  $-s^2/(4\varepsilon_{th})$ , а когда  $|\varepsilon_{th}| \ll s^2$  — к виду  $(1 + \varepsilon_{th}/s^2)/(1 - \varepsilon_{th}/s^2)$ . Эти предельные случаи показаны на рис. 3 штриховой и пунктирной линиями соответственно. Если также  $\varepsilon_{th}^2 \ll s^2$ , экспонента может быть заменена на единицу.

На вставке к рис. 2 показан спектр фототока [8] волноводного фотодиода длиной 0.2 mm, изготовленного из гетероструктуры, аналогичной исследованной и содержащей один слой КТ. При малой длине поглощающей области форма спектра фототока определяется формой спектра поглощения, которая в свою очередь  $\propto \rho(E)$ . Подгонка длинноволнового края спектра с помощью функции Гаусса позволила определить  $E_0 = 1179 \pm 2$  meV и  $\sigma = 35 \pm 2$  meV ( $s = 1.353$ ). Для расчета с помощью (3) абсолютных значений  $G_{th}$  и  $E_{th}$  требуется также знание величины насыщенного усиления  $G_{sat}$ . Наилучшее согласие расчетных значений со всей совокупностью экспериментальных результатов было получено для  $G_{sat} = 51$  cm<sup>-1</sup> на слой (рис. 2). Неточность определения  $E_0$  ведет к ошибке в определении  $G_{sat}$  около 5 cm<sup>-1</sup>.

Таким образом, обнаружено, что зависимость порогового усиления (на один слой КТ) от положения



**Рис. 3.** Зависимость нормированного усиления от нормированной энергии. Символы — расчет (3) для различных значений величины уширения  $s$ , линии — предельные случаи для  $s = 1.3$ . На вставке — спектры усиления, рассчитанные (1) для различной нормированной энергии Ферми  $\varphi$ .

линии генерации воспроизводится при изменении числа слоев плотных массивов КТ (квантовых ям-точек) InGaAs/GaAs. Предложена модель, позволяющая описать в аналитическом виде эту зависимость для КТ любого типа, обладающих гауссовской плотностью состояний. Наклон зависимости определяется отношением энергетического уширения оптического перехода КТ к тепловой энергии. Выполненные расчеты удовлетворительно описывают экспериментальные данные, в том числе и для лазеров, для которых зависимость усиления от плотности тока отклоняется от общего поведения. Единственным подгоночным параметром является величина насыщенного модового усиления, которое оценено как  $51 \pm 5$  cm<sup>-1</sup> на слой. Модель позволяет предсказать спектральное положение линии излучения при модификации лазерного резонатора, а кроме того, оценить величину оптических потерь по положению линии генерации. Последнее важно для тех случаев, когда соотношение между параметрами конструкции резонатора и потерями точно неизвестно (например, для микродисковых резонаторов).

## Финансирование работы

Измерения пороговых токов и длины волны генерации выполнены в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Расчет модового усиления и моделирование зависимости усиления от длины волны выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10002, <https://rscf.ru/project/22-72-10002/>.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Shang, Y. Wan, J. Selvidge, E. Hughes, R. Herrick, K. Mukherjee, J. Duan, F. Grillot, W.W. Chow, J.E. Bowers, *ACS Photon.*, **8**, 2555 (2021). DOI: 10.1021/acsp Photonics.1c00707
- [2] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, M.V. Maximov, *Light Sci. Appl.*, **10**, 80 (2021). DOI: 10.1038/s41377-021-00525-6
- [3] V. Cao, J.-S. Park, M. Tang, T. Zhou, A. Seeds, S. Chen, H. Liu, *Front. Phys.*, **10**, 839953 (2022). DOI: 10.3389/fphy.2022.839953
- [4] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov, *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 118 (1999). DOI: 10.1088/0268-1242/14/1/020
- [5] H. Su, L.F. Lester, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2112 (2005). DOI: 0.1088/0022-3727/38/13/006
- [6] L.V. Asryan, R.A. Suris, *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996). DOI: 10.1088/0268-1242/11/4/017
- [7] N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, A.S. Payusov, A.A. Serin, Yu.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov, *Semicond. Sci. Technol.*, **36**, 015008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6641/abc51d
- [8] A.M. Nadtochiy, N.Yu. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Yu.S. Berdnikov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, *J. Lightwave Technol.*, **39**, 7479 (2021). DOI: 10.1109/JLT.2021.3116261