

01.1;08.3;09.4

## Лазерная генерация в микрорезонаторах с таммовским плазмоном и внутрирезонаторными металлическими контактами с органической активной областью

© К.М. Морозов<sup>1</sup>, А.В. Белоновский<sup>1,2</sup>, Е.И. Гиршова<sup>1,2</sup>, В.В. Николаев<sup>2</sup><sup>1</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: morzconst@gmail.com

Поступило в Редакцию 10 декабря 2021 г.

В окончательной редакции 13 января 2022 г.

Принято к публикации 13 января 2022 г.

Предложены конструкции вертикально-излучающего лазера с активной областью из органического светоизлучающего материала 4,4'-bis[4-(di-*p*-tolylamino)styryl]biphenyl с внутрирезонаторными металлическими контактами двух типов. В конструкции первого типа используются два брэгговских зеркала и два тонких металлических слоя, примыкающих к активной области. В конструкции второго типа используется одно брэгговское зеркало с тонким металлическим слоем, а в качестве второго зеркала используется толстый слой металла. Рассчитаны модовая структура и пространственное распределение оптических полей, коэффициент Парселла, а также зависимость интенсивности излучения от накачки.

**Ключевые слова:** таммовский плазмон, органический полупроводник, вертикально-излучающий лазер, экситон.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.07.52285.19104

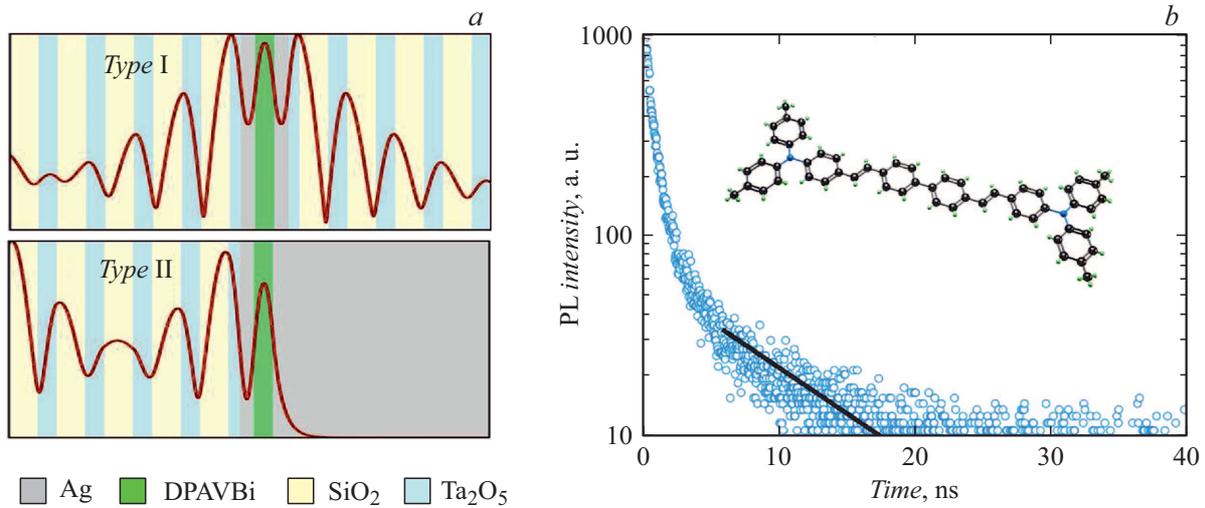
Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) [1,2] находят широкое применение в различных областях науки и техники. Одна из проблем, ограничивающих эффективность ВИЛ, — проблема электрической накачки активной области, возможным решением которой является использование полупроводниковых [3] или металлических [4] внутрирезонаторных контактов. В последние годы интенсивно развиваются исследования ВИЛ с органической активной областью [5,6].

В настоящей работе представлено сравнение двух типов микрорезонаторов с внутрирезонаторными металлическими контактами с органическим светоизлучающим материалом DPAVB<sub>i</sub> (4,4'-bis[4-(di-*p*-tolylamino)styryl]biphenyl) [7] в качестве активной области.

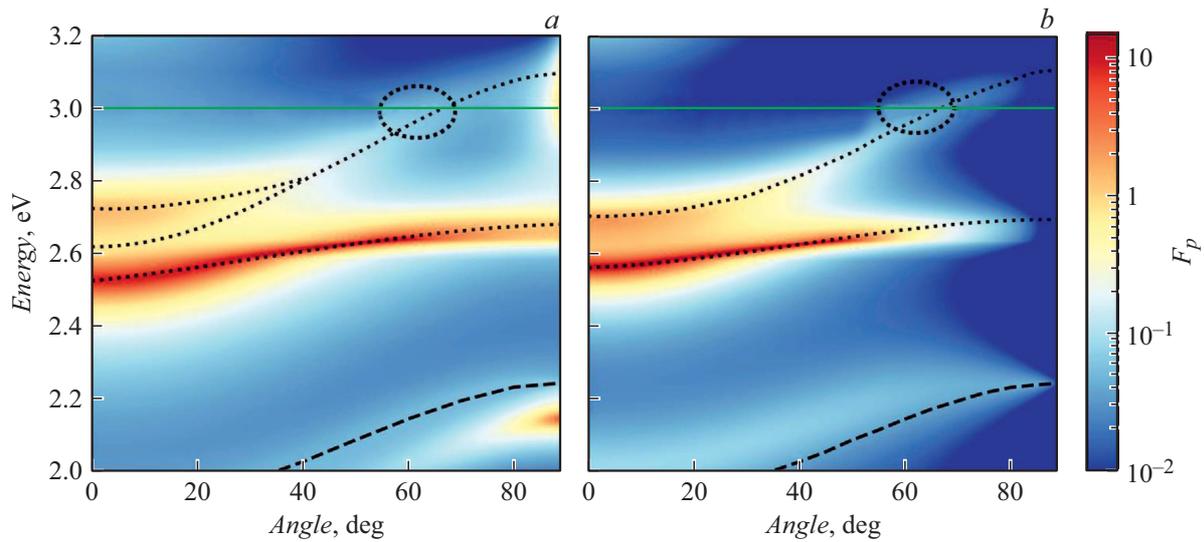
Рассмотрим два типа микрорезонаторов с внутрирезонаторными контактами: микрорезонатор, состоящий из двух брэгговских отражателей (БО) (тип I), и микрорезонатор с одним БО и одним толстым металлическим зеркалом (тип II) (рис. 1, *a*). БО состоит из пяти пар SiO<sub>2</sub> (81 nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (55 nm). Оба типа резонаторов благодаря внутрирезонаторным металлическим слоям могут обеспечить электрическую накачку органического слоя [4]. Толщина внутрирезонаторного серебряного слоя составляет 40 nm, толщина толстого металлического зеркала 616 nm, толщина слоя органического материала DPAVB<sub>i</sub> 55 nm. Динамика затухания фотолуминесценции (ФЛ) материала и схема молекулы показаны на рис. 1, *b*. В структуре типа I существуют три локализованные оптические моды: две моды таммов-

ского плазмона, локализованные на границе металла и БО, а также мода Фабри–Перо, локализованная между двумя слоями металла. Резонатор типа II рассмотрен в качестве альтернативного дизайна структуры с заменой одного БО на толстый серебряный слой. В подобном резонаторе имеет место взаимодействие двух оптических мод (мода таммовского плазмона и мода Фабри–Перо). Дисперсии собственных оптических состояний, полученные с помощью аппроксимации спектров отражения (рассчитанных с помощью метода матриц переноса), представлены для обоих типов резонаторов на рис. 2. На рисунке представлены также результаты расчета модового фактора Парселла, полученные с помощью метода S-квантования [8]. Дизайн микрорезонаторов был разработан исходя из того, что пик ФЛ материала DPAVB<sub>i</sub> приходится на энергию 2.6 eV, а пик поглощения материала имеет энергию 3 eV. Таким образом, в рассмотренных резонаторах одна мода может генерировать излучение, а другая может использоваться для эффективной оптической накачки.

Влияние двух рассматриваемых типов микрорезонаторов на лазерную генерацию было проанализировано с помощью скоростных уравнений. В рассмотренной модели считается, что оптическая накачка структур происходит через БО лазером, излучающим на 3 eV с углом падения 60° (область, выделенная эллипсом на рис. 2). В свою очередь излучение от структур происходит по нормали с энергиями 2.52 eV (тип I) и 2.56 eV (тип II). Динамическое поведение можно описать системой уравнений [9] для концентрации экситонов в верхнем виб-



**Рис. 1.** *a* — схема микрорезонаторов с внутриметаллическими слоями. Сплошной линией представлены распределения электрического поля собственной моды резонатора типа I (с энергией 2.52 eV) и типа II (с энергией 2.56 eV) для ТЕ-поляризованной волны. *b* — динамика затухания фотолуминесценции слоя DPAVBi толщиной 60 nm. На вставке — структура молекулы DPAVBi. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.



**Рис. 2.** Распределения модового фактора Парселла  $F_p$  по энергии и углу падения для микрорезонатора с внутриметаллическими слоями (тип I) (*a*) и микрорезонатора с внутриметаллическим слоем и металлическим зеркалом (тип II) (*b*) для случая ТЕ-поляризации и диполя, помещенного в центр слоя DPAVBi. Штриховая линия — дисперсия краевого состояния БО, пунктирные линии — дисперсии мод резонаторов. Горизонтальная сплошная линия — положение пика поглощения DPAVBi. Эллипс демонстрирует область углов падения и энергий, в которой происходит накачка структур. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

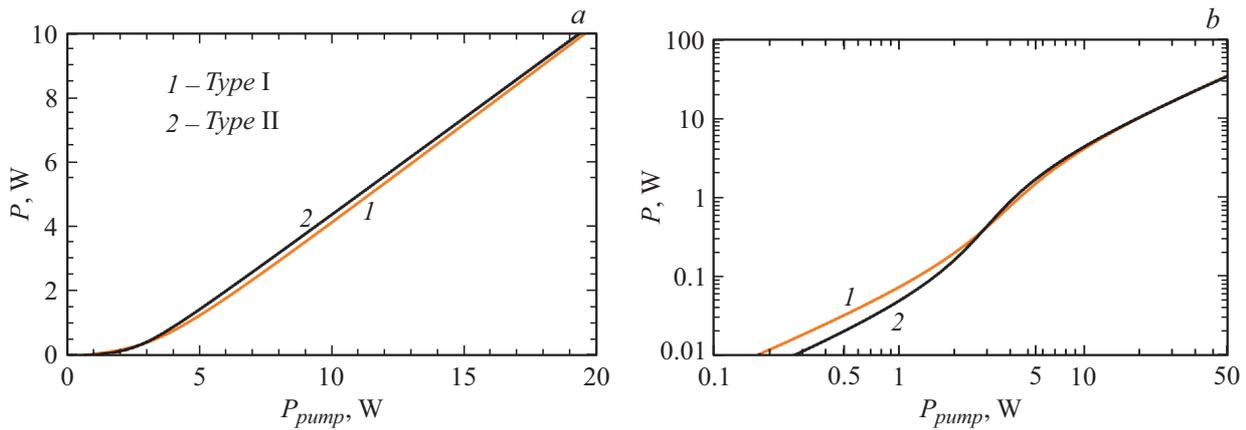
рациональном подуровне возбужденного состояния ( $N_{exc}$ ), нижнем энергетическом вибрационном подуровне ( $N_{gr}$ ) и концентрации фотонов в моде резонатора ( $S$ ):

$$\frac{dN_{exc}(t)}{dt} = A \frac{P_{pump}}{\hbar\omega_P} \frac{1}{V_P} - k_{rel}N_{exc}(t) - k_{nr}N_{exc}(t), \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{gr}(t)}{dt} &= k_{rel}N_{exc}(t) - (F_p k_r + k_{nr})N_{gr}(t) \\ &\quad - \sigma_g v_{gr} S(t) N_{gr}(t), \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = F_p \Gamma \beta k_r N_{gr}(t) + \Gamma \sigma_g v_{gr} S(t) N_{gr}(t) - k_{cav} S(t). \quad (1c)$$

В уравнении (1a) первый член описывает оптическую накачку с мощностью  $P_{pump}$  и энергией  $\hbar\omega_P = 3$  eV, где  $A$  — коэффициент поглощения структуры для угла падения  $60^\circ$ , а  $V_P$  — объем области структуры (задается толщиной активной области  $d_{cav} = 55$  nm и радиусом пятна возбуждающего лазера  $a_{las} = 25$   $\mu$ m). Второе и третье слагаемые описывают колебательную релаксацию



**Рис. 3.** Зависимость выходной мощности от мощности накачки для двух типов микрорезонаторов в линейном (а) и двойном логарифмическом (b) масштабах.

экситонов в низкоэнергетическое возбужденное состояние и нерadiационный уход с темпами  $k_{rel}$  и  $k_{nr}$  соответственно. Скорость релаксации имеет в подобных органических материалах значения порядка  $10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Для данного уровня не учитывается радиационное затухание, поскольку преобладающее большинство излучательных переходов происходит из нижнего энергетического вибрационного подуровня.

Уравнение (1b) описывает динамику концентрации возбужденных состояний в нижнем энергетическом вибрационном подуровне. Второе слагаемое в нем имеет смысл спонтанного излучательного затухания возбужденного состояния с темпом  $k_r$ , которое усилено значением фактора Парселла  $F_p$ , а также нерadiационного ухода с темпом  $k_{nr}$  (который совпадает с аналогичной величиной в уравнении (1a)). Третье слагаемое — стимулированное излучение, определяемое следующими величинами: сечением стимулированного излучения  $\sigma_g$  (имеющим характерное значение  $4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ) и групповой скоростью света  $v_{gr} = c/n$ .

Последнее уравнение описывает концентрацию фотонов в оптической моде структуры. Первые два слагаемых описывают приход фотонов вследствие спонтанного и стимулированного излучения соответственно. Параметр  $\Gamma$  — фактор оптического ограничения,  $\beta$  — вклад спонтанной эмиссии в оптическую моду,  $k_{cav} = \omega/Q$  — скорость ухода фотонов из резонатора ( $Q$  — добротность оптической моды).

Скорости нерadiационных процессов связаны с темпом радиационных переходов ( $k_r$ ) и внутренним квантовым выходом ( $\Phi$ ) соотношением  $\Phi = k_r/(k_r + k_{nr})$ . В свою очередь время жизни ФЛ можно связать с темпами радиационных и нерadiационных переходов как  $\tau_{PL} = 1/(k_r + k_{nr})$ . Оценивая квантовый выход люминесценции материала в 25% и определив из экспериментального спектра затухания ФЛ (рис. 1, b) время жизни  $\tau_{PL} = 9.5 \text{ ns}$ , можно получить следующие значения:  $1/k_r = 38 \text{ ns}$  и  $1/k_{nr} = 12.6 \text{ ns}$ .

Параметры исследуемых резонаторных структур, необходимые для решения системы (1a)–(1c), были получены с помощью метода матриц переноса (коэффициент поглощения  $A$ ) и метода  $S$ -квантования (фактор Парселла  $F_p$ ). Распределения электрических полей мод, локализованных в активной области (представлены на рис. 1, a), использовались для расчета фактора оптического ограничения  $\Gamma = \int_0^d |E|^2 dx / \int_0^\infty |E|^2 dx$ . Вклад спонтанной эмиссии в моды  $\beta$  был рассчитан с использованием экспериментального спектра излучения DPAVBi [7] так, как показано в работе [10].

Система уравнений (1a)–(1c) решалась численно в квазистационарном приближении ( $dN_{exc}(t)/dt = 0$ ,  $dN_{gr}(t)/dt = 0$ ,  $dS(t)/dt = 0$ ) для нахождения зависимости выходной мощности, определяющейся через концентрацию фотонов в оптической моде как  $P = k_{cav} \hbar \omega SV / \Gamma$ , от мощности накачки структуры  $P_{pump}$ . Параметрами, различающимися в двух типах резонаторов, влияющими на зависимость выходной мощности, являются  $\Gamma$ ,  $\beta$ ,  $Q$ ,  $F_p$  и  $A$ . Расчет данных параметров для первого типа резонатора дал значения  $\Gamma^I = 0.0824$ ,  $\beta^I = 0.12$ ,  $Q^I = 36.7$ ,  $F_p^I = 9.38$ ,  $A^I = 0.73$ , для второго типа — значения  $\Gamma^{II} = 0.0875$ ,  $\beta^{II} = 0.07$ ,  $Q^{II} = 56.7$ ,  $F_p^{II} = 12$ ,  $A^{II} = 0.7$ . Результаты расчета представлены на рис. 3. Из расчета были получены пороговые мощности накачки ( $P_{th}^I = 3.3 \text{ W}$ ,  $P_{th}^{II} = 3 \text{ W}$ ) и дифференциальные эффективности ( $\eta^I = \frac{dP_{out}}{dP_{in}} = 0.613$ ,  $\eta^{II} = \frac{dP_{out}}{dP_{in}} = 0.597$ ) двух рассмотренных типов резонаторов.

Рассмотренные структуры демонстрируют близкие параметры дифференциальной эффективности. Структура типа II имеет меньшие пороговые значения ввиду большей добротности собственной моды, которая в свою очередь обусловлена большим коэффициентом отражения металлического зеркала. Выбранные параметры структуры позволяют подавить поглощение излучения в металлических элементах. Сочетание металлических и органических слоев может позволить совмещать эффек-

тивную токовую накачку структуры и отвод тепла от активной области.

### Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 21-12-00304).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, *Electron. Lett.*, **36**, 1384 (2000). DOI: 10.1049/el:20000988
- [2] F. Koyama, *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4502 (2006). DOI: 10.1109/JLT.2006.886064
- [3] С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков, А.А. Блохин, А.П. Васильев, Ю.А. Гусева, М.М. Кулагина, Ю.М. Задиранов, Н.А. Малесев, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, *Письма в ЖТФ*, **44** (1), 67 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.01.45432.17029 [S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.G. Kuz'menkov, A.A. Blokhin, A.P. Vasil'ev, Yu.A. Guseva, M.M. Kulagina, Yu.M. Zadiranov, N.A. Maleev, I.I. Novikov, L.Ya. Karachinsky, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, *Tech. Phys. Lett.*, **44** (1), 28 (2018). DOI: 10.1134/S1063785018010042].
- [4] M.A. Kaliteevski, A.A. Lazarenko, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, M.E. Sasin, D. Zaitsev, V.A. Mazlin, P.N. Brunkov, S.I. Pavlov, A.Yu. Egorov, *Plasmonics*, **10**, 281 (2014). DOI: 10.1007/s11468-014-9806-0
- [5] G.M. Akselrod, E.R. Young, K.W. Stone, A. Palatnik, V. Bulović, Y.R. Tischler, *Phys. Rev. B*, **90**, 035209 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.035209
- [6] R. Brückner, M. Sudzius, H. Fröb, V.G. Lyssenko, K. Leo, *J. Appl. Phys.*, **109**, 103116 (2011). DOI: 10.1063/1.3593188
- [7] K.M. Morozov, P. Pander, L.G. Franca, A.V. Belonovski, E.I. Girshova, K.A. Ivanov, D.A. Livshits, N.V. Selenin, G. Pozina, A.P. Monkman, M.A. Kaliteevski, *J. Phys. Chem. C*, **125**, 8376 (2021). DOI: 10.1021/acs.jpcc.1c02432
- [8] K.M. Morozov, E.I. Girshova, A.R. Gubaidullin, K.A. Ivanov, G. Pozina, M.A. Kaliteevski, *J. Phys.: Condens. Matter*, **30**, 435304 (2018). DOI: 10.1088/1361-648X/aae18c
- [9] M. Koschorreck, R. Gehlhaar, V.G. Lyssenko, M. Swoboda, M. Hoffmann, K. Leo, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 181108 (2005). DOI: 10.1063/1.2125128
- [10] G. van Soest, A. Lagendijk, *Phys. Rev. E*, **65**, 047601 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevE.65.047601