

## Бимодальность в спектрах электролюминесценции InGaAs квантовых яма-точек

© А.А. Харченко<sup>1</sup>, А.М. Надточий<sup>1,2</sup>, А.А. Серин<sup>3</sup>, С.А. Минтаиров<sup>3</sup>, Н.А. Калюжный<sup>3</sup>,  
А.Е. Жуков<sup>2</sup>, М.В. Максимов<sup>1</sup>, S. Breuer<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова  
Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,  
190008 Санкт-Петербург, Россия

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

<sup>4</sup> Institute of Applied Physics, Technische Universität Darmstadt,  
64289 Darmstadt, Germany

E-mail: antoshkerrr@gmail.com

Поступила в Редакцию 13 августа 2021 г.

В окончательной редакции 27 августа 2021 г.

Принята к публикации 27 августа 2021 г.

Электролюминесценция волноводных структур на основе квантовых яма-точек была экспериментально исследована с поляризационным разрешением в диапазоне температур 60–300 К. Установлено, что излучение из основного состояния состоит из двух пиков с разной степенью ТЕ-поляризации, максимумы которых сближаются с понижением температуры. Бимодальность в спектрах электролюминесценции мы связываем с существованием двух различных объектов в активной области: квантовых яма-точек, которые имеют частично ТЕ-поляризованное излучение, и квантовых точек, излучающих почти полностью ТЕ-поляризованный свет.

**Ключевые слова:** электролюминесценция, квантовые точки, InGaAs-гетероструктуры, волноводные структуры, поляризация излучения.

DOI: 10.21883/FTP.2022.01.51818.9730

### 1. Введение

Гетероструктуры на основе InGaAs квантовых ям (КЯ) и InAs квантовых точек (КТ), выращиваемые на подложках GaAs, в настоящее время широко используются в различных областях науки и техники, в частности в полупроводниковых фотоэлектрических преобразователях и светоизлучающих устройствах [1]. Данная работа посвящена исследованию недавно разработанных структур переходной размерности, называемых квантовыми яма-точками (КЯТ) [2]. КЯТ представляют собой InGaAs/GaAs квантовую яму с ярко выраженной модуляцией по составу индия и толщине. КЯТ можно также рассматривать как сверхплотный массив InGaAs КТ с малой энергией локализации. Сохраняя ключевые особенности КЯ и КТ, квантовые яма-точки обладают некоторыми специфическими преимуществами, например, имеют гораздо более высокое усиление (поглощение) по сравнению с квантовыми точками InAs/GaAs и даже квантовыми ямами [3]. Кроме того, имеется возможность последовательно выращивать более 15 слоев КЯТ без образования дислокаций, что в случае КЯ требует использования технологически сложных методов компенсации упругих напряжений. Вышеперечисленные особенности КЯТ позволили использовать их в GaAs фотоэлектрических преобразователях, показавших

рекордный прирост фототока [4], а также микродисковых лазерах, продемонстрировавших рекордно высокую выходную мощность и быстродействие [5,6]. В силу относительной новизны и большой сложности адекватного компьютерного моделирования КЯТ еще мало изучены, что делает актуальным детальное исследование их свойств.

В данной работе исследуется электролюминесценция (ЭЛ) волноводных структур с КЯТ. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) с поверхности структур с аналогичными КЯТ ранее наблюдались спектральные особенности, связанные с бимодальностью их распределения по размеру [7]. Однако влияние бимодальности КЯТ на спектры ЭЛ волноводных структур, конструкция которых типична для таких широко используемых полупроводниковых приборов, как торцевые лазеры, усилители, волноводные детекторы и т.д., ранее не исследовалось. В данной работе исследована электролюминесценция с поляризационным разрешением волноводных структур с КЯТ и обнаружено два типа нанообъектов, имеющих разную поляризацию.

### 2. Эксперимент

Для проведения экспериментального исследования была синтезирована волноводная  $p-i-n$ -структура

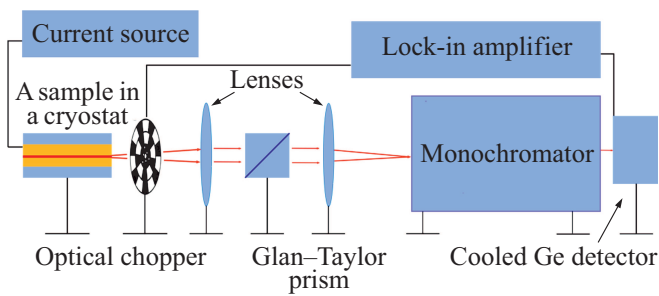


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

InGaAs/AlGaAs, выращенная на вичиальной подложке GaAs (100) методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений. Активная область представляла собой 10 слоев квантовых яма-точек, разделяемых 40-нанометровыми GaAs барьерами. Каждый из слоев КЯТ сформирован осаждением 8 монослоев  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ . Из эпитаксиальной структуры были изготовлены образцы, представляющие собой полосковые волноводы длиной 1.5 мм и шириной 50 мкм, конструкция которых типична для полупроводниковых торцевых лазеров. С подробными деталями роста и постростовой обработки можно ознакомиться в работе [1]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В гелиевый криостат замкнутого цикла был помещен образец, к которому подведены электрические контакты. Излучение с торца образца, последовательно проходя через поляризатор и спектральный прибор (МДР-23), регистрировалось охлаждаемым Ge-фотодиодом в режиме синхронного детектирования. Измерения проводились при низких (на порядок ниже величины порога лазерной генерации) токах накачки образца, чтобы уменьшить долю вынужденного излучения.

### 3. Результаты и обсуждение

В результате измерений были получены поляризационно-разрешенные спектры ЭЛ в температурном диапазоне 60–300 К. На рис. 2 приведены спектры для двух углов поворота поляризатора:  $0^\circ$  — ТЕ (ось пропускания поляризатора параллельна плоскости волновода) и  $90^\circ$  — ТМ, а также спектры, полученного без использования поляризатора при температуре 240 К и плотности тока инжекции  $20 \text{ А/см}^2$ . В спектрах, полученных без поляризационного разрешения, достаточно тяжело определить наличие коротковолнового пика, который проявляется как слабовыраженное плечо (рис. 2). В то же время при детектировании излучения в ТЕ- и ТМ-поляризациях достаточно уверенно удается разрешить два пика с разными длинами волн. Для того чтобы наиболее точно разделить эти два пика, а также определить степени их поляризации, спектры были представлены в виде трехмерной поверхности, отображающей зависимость интенсивности излучения

от угла поворота поляризатора  $\theta$  и длины волны  $\lambda$  (рис. 3, а). Данная поверхность была аппроксимирована следующим аналитическим выражением, представляющим собой сумму двух частично поляризованных гауссовых пиков:

$$I(\theta, \lambda) = PG_1(\theta, \lambda) + PG_2(\theta, \lambda). \quad (1)$$

В (1) частично поляризованная функция Гаусса представлена следующим, основанным на законе Малюса, выражением:

$$PG_i = \left( a_i + b_i \cos^2 \frac{\pi(\theta_{0i} - \theta)}{180} \right) e^{-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{2w_i^2}}, \quad (2)$$

где параметрами аппроксимации являются  $a_i$ ,  $b_i$ , положение  $i$ -го пика  $\lambda_i$ , его полуширина  $w_i$  и угол  $\theta_{0i}$ , показывающий направление линейной поляризации ( $0^\circ$ –ТМ,  $90^\circ$ –ТЕ). В таком случае степень поляризации  $DoP_i$  соответствующего пика можно вычислить по формуле:

$$DoP_i = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} = \frac{2a_i + b_i}{b_i}. \quad (3)$$

На рис. 3, б приведены сечения аппроксимирующей поверхности в ТЕ ( $0^\circ$ )-и ТМ ( $90^\circ$ )-поляризациях, а также соответствующие данные ЭЛ. Можно видеть, что более интенсивный длинноволновый пик аппроксимируется достаточно хорошо, в то время как аппроксимация менее интенсивного коротковолнового пика недостаточно качественная. Мы связываем это с отклонением реальной формы пиков ЭЛ от гауссовой, которая была использована в модели. Однако мы предполагаем, что полученные с помощью такой аппроксимации зависимости в достаточной мере отражают температурные тенденции реальных пиков в спектрах ЭЛ.

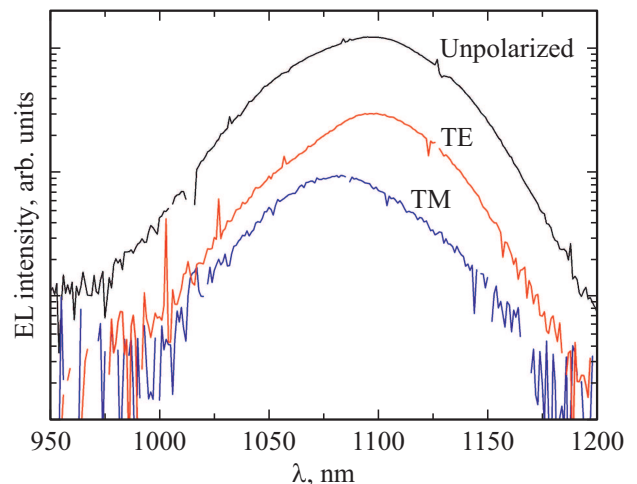


Рис. 2. Экспериментальные спектры ЭЛ при температуре 240 К для неполяризованного (черная кривая), ТЕ ( $0^\circ$ )- и ТМ ( $90^\circ$ )-поляризованного излучения (красная и синяя кривые соответственно).

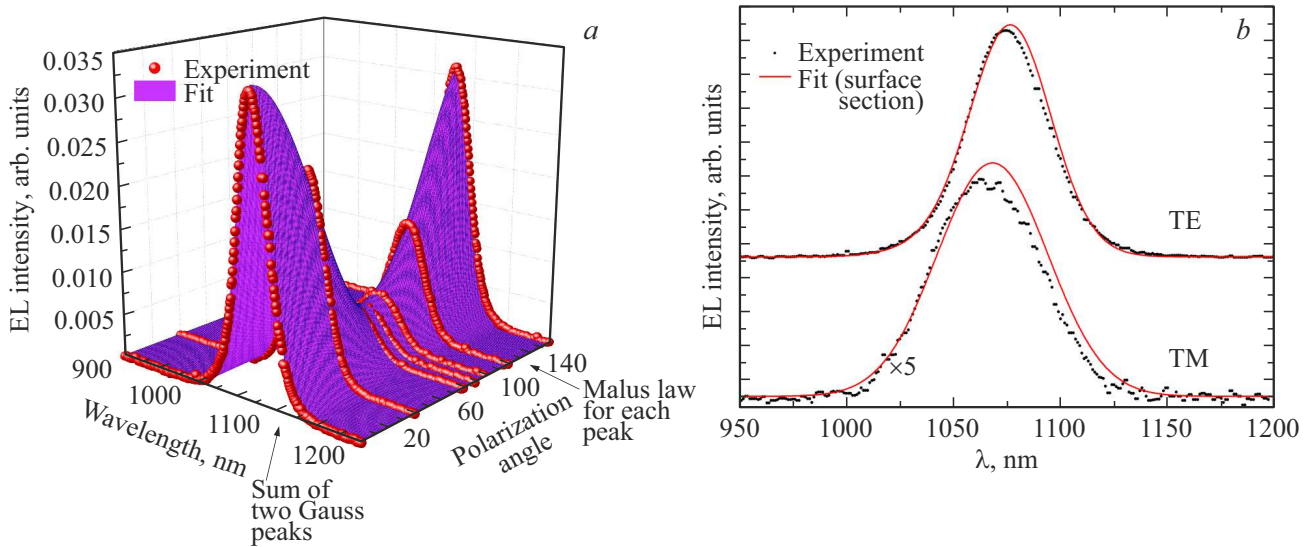


Рис. 3. Иллюстрация аппроксимации поверхностью экспериментальных данных при температуре 100 К (а). Сечения модельной поверхности и экспериментальные данные для ТЕ (0°)- и ТМ (90°)-поляризаций (b).

Температурные зависимости длины волны пиков в спектрах ЭЛ, полученные при помощи аппроксимаций, представлены на рис. 4. Из рис. 4,а видно, что коротковолновый и длинноволновый пики сближаются с понижением температуры. Похожее поведение ранее наблюдалось нами при исследованиях образцов с КЯТ методом ФЛ [7], где было показано, что более коротковолновая линия ФЛ соответствует излучению из массива квантовых яма-точек, в то время как длинноволновая линия связана с излучением из объектов большего размера: квантовых точек, сходных по геометрии с классическими точками, формируемыми в режиме роста Странского–Крастанова. Наличие двух ансамблей наноструктур разной формы и размера подтвердилось изображениями, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии. Таким образом, и в спектрах ЭЛ мы связываем длинноволновый пик с излучением

ем квантовых яма-точек, а длинноволновый пик — с излучением квантовых точек. На рис. 4, b представлены температурные зависимости степени поляризации двух данных пиков: длинноволновый пик (КТ) практически полностью ТЕ-поляризован, в то время как у коротковолнового пика (КЯТ) наблюдается частичная ТЕ-поляризация при комнатной температуре, которая при понижении температуры пропадает.

Отметим, что обнаруженные в данной работе пики в излучении ЭЛ находятся в области основного состояния КЯТ, для которого предыдущие исследования планарных структур показали ярко выраженную ТЕ-селекцию в поглощении [8], в то время как переходы с легкой дыркой соответствуют значительно меньшим длинам волн [9]. Обнаружение в массиве КЯТ объектов, обладающих почти неполяризованным излучением, является достаточно необычным и может иметь высокую практическую значимость для реализации волноводных оптических усилителей и источников излучения, не обладающих поляризационной чувствительностью. Как правило, квантово-размерная активная среда, в первую очередь квантовая яма, но и среды другой размерности в системе материалов InGaAs имеют ярко выраженную ТЕ-поляризацию основного оптического перехода вследствие особенностей переходов с тяжелой дыркой. Чтобы реализовать взаимодействие таких сред с ТМ-составляющей излучения, требуются специальные усилия, включая, например, создание многослойных массивов с вертикальным связыванием электронных уровней [10–12], использование различных подходов по управлению упругими напряжениями [13] и др. [14]. Применение КЯТ в качестве поляризационно-нечувствительной среды может значительно упростить технологию создания таких приборов.

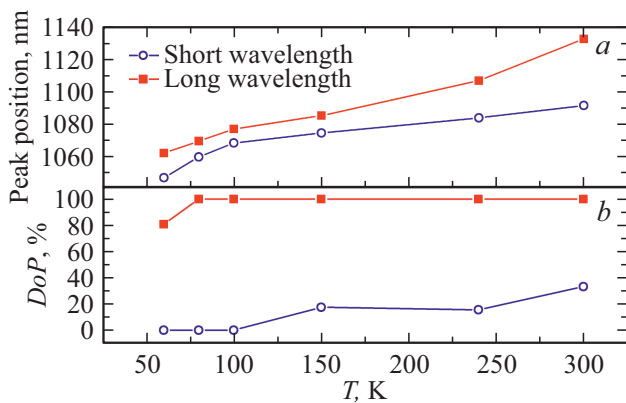


Рис. 4. Температурные зависимости длины волны пиков в спектре ЭЛ (а) и степень их поляризации (b), определенные в результате аппроксимации.

## 4. Заключение

В результате исследований волноводных структур на основе квантовых яма-точек методом поляризационно-разрешенной электролюминесценции установлено, что излучение КЯТ в основном состоянии состоит из двух пиков разной степени линейной поляризации, которые мы связываем с наличием двух типов объектов в активной области — КЯТ и квантовых точек, излучающих в более длинноволновой области спектра. Излучение квантовых точек является полностью ТЕ-поляризованным, а излучение квантовых яма-точек практически не поляризованным, что может оказаться важным как для понимания фундаментальных свойств электронной структуры КЯТ, так и для реализации поляризационно-нечувствительных оптоэлектронных приборов.

### Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект 0791-2020-0002, а также грантом РФФИ 18-502-12081 ННИО\_а. Анализ данных проводился в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Автор S.B. благодарит за поддержку German Research Foundation (DFG) (project № 389193326).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, N.Y. Gordeev, Y.M. Shernyakov, A.S. Payusov, F.I. Zubov, V.N. Nevedomskiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Appl. Sci.*, **10**, 1038 (2020).
- [2] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Electron. Lett.*, **51** 1602 (2015).
- [3] N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.S. Payusov, A.A. Serin, Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **36**, 015008 (2021).
- [4] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, M.V. Maximov, V.N. Nevedomskiy, L.A. Sokura, S.S. Rouvimov, M.Z. Shvarts, A.E. Zhukov. *Semiconductors*, **52**, 1249 (2018).
- [5] E.I. Moiseev, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, F.I. Zubov, A.M. Nadtochiy, M.M. Kulagina, Y.M. Zadiranov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, A.E. Zhukov. *Optics Lett.*, **43**, 4554 (2018).
- [6] F.I. Zubov, M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, M.E. Muretova, A.A. Mozharov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.M. Kulagina, N.N. Ledentsov, L. Chorchos, N.N. Ledentsov, A.E. Zhukov. *Optics Lett.*, **44**, 5442 (2019).
- [7] А.М. Надточий, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, С.С. Рувимов, Ю.М. Шерняков. *ФТП*, **49**, 1115 (2015).
- [8] A.A. Kharchenko, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, Y.M. Shernyakov, A.A. Serin, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Nano-Structures and Nano-Objects*, **25**, 100628 (2021).
- [9] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maksimov, A.M. Nadtochiy, A.A. Kharchenko, M.Z. Shvarts, A.E. Zhukov. *Techn. Phys. Lett.*, **46**, 203 (2020).
- [10] T. Kita, M. Suwa, T. Kaizu, Y. Harada. *J. Appl. Phys.*, **115** (23), 233512 (2014).
- [11] P. Yu, W. Langbein, K. Leosson, J.M. Hvam, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.F. Tsatsul'nikov, Yu.G. Musikhin. *Phys. Rev. B*, **60** (24), 680 (1999).
- [12] Li.L. Ridha, M. Rossetti, G. Patriarche, A. Fiore. *Optical Quant. Electron.*, **40** (2-4), 239 (2008).
- [13] W.C.H. Choy. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36**, 164 (2000).
- [14] P. Jayavel, H. Tanaka, T. Kita, O. Wada, H. Ebe, M. Sugawara, J. Tatebayashi, Y. Arakawa, Y. Nakata, T. Akiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1820 (2004).

Редактор А.Н. Смирнов

### Bimodality in the electroluminescence spectra of quantum well-dots InGaAs nanostructures

A.A. Kharchenko<sup>1</sup>, A.M. Nadtochiy<sup>1,2</sup>, A.A. Serin<sup>3</sup>, S.A. Mintairov<sup>3</sup>, N.A. Kalyuzhnyy<sup>3</sup>, A.E. Zhukov<sup>2</sup>, M.V. Maximov<sup>1</sup>, S. Breuer<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Alferov University,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> National Research University  
Higher School of Economics,  
190008 St. Petersburg, Russia

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

<sup>4</sup> Institute of Applied Physics,  
Technische Universität Darmstadt,  
64289 Darmstadt, Germany

**Abstract** The electroluminescence spectra of waveguiding structures based on quantum well-dots were investigated with polarization resolution in the temperature range of 60–300 K. It is found that the ground state emission consists of two peaks with different degrees of TE-polarization and these peaks are getting closer with temperature decrease. We attribute the bimodality to the existence of two different types of nanoobjects in the active region: the quantum well-dots, which have partially TE-polarized emission, and quantum dots emitting almost fully TE-polarized light.