

Резонансная фотолюминесценция квантовых точек InAs/GaAs

© А.П. Горшков, В.Д. Шварцман[†], Н.С. Волкова, А.А. Цветков, С.М. Планкина,
П.Б. Демина, А.С. Панфилов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†] E-mail: shvartsman@unn.ru

Поступила в Редакцию 31 марта 2026 г.

В окончательной редакции 26 мая 2026 г.

Принята к публикации 1 июня 2026 г.

Исследована резонансная фотолюминесценция самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода. При возбуждении Nd:YAG-лазером с энергией 1.165 эВ в спектре обнаружена сложная структура узких пиков при 1.059 и 1.049 эВ, отсутствующих при надбарьерном возбуждении. Проведен анализ температурных зависимостей и численное моделирование селективного возбуждения массива квантовых точек с разбросом по размерам. Показано, что механизм возбуждения через первое возбужденное состояние не объясняет температурную устойчивость резонансных пиков. Полученные результаты свидетельствуют в пользу поглощения лазерного излучения с возбуждением трех и четырех LO-фононов.

Ключевые слова: квантовые точки, арсенид индия, резонансная фотолюминесценция, селективное возбуждение, LO-фононы.

DOI: 10.61011/FTP.2026.02.63459.9419

1. Введение

Работа посвящена исследованию возможности резонансного возбуждения фотолюминесценции самоорганизованных квантовых точек (КТ) InAs/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода. Изучение оптических свойств КТ представляет значительный интерес для понимания фундаментальных процессов переноса и релаксации носителей заряда в нуль-мерных системах, в том числе механизмов межуровневых переходов и взаимодействия носителей с фононами.

Обычно в экспериментальных исследованиях фотолюминесценции (ФЛ) применяется неселективное надбарьерное возбуждение, при котором излучение массива КТ имеет широкую полосу, обусловленную разбросом размеров и, соответственно, энергий переходов. Резонансная фотолюминесценция, возникающая при облучении светом с энергией фотонов меньше ширины запрещенной зоны матрицы, позволяет избирательно возбуждать только те КТ, чьи энергетические уровни позволяют произойти процессу поглощения лазерного излучения по тому или иному механизму. Это дает возможность исследовать оптические свойства и процессы релаксации в узком, спектрально однородном подмножестве точек. Особенно актуально проведение таких исследований для изучения свойств массивов КТ с сильно уширенными пиками оптических переходов [1,2], а также с выраженной бимодальностью размеров [3,4]. Подобная информация может быть получена и методом спектроскопии возбуждения ФЛ [5], однако для этого требуется мощный перестраиваемый источник света. Попытки применения данной методики к квантовым точкам, выращенным

методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении, не позволили получить информативные результаты вследствие недостаточной мощности возбуждающего излучения при использовании монохроматора и галогеновой лампы, а также ограниченной чувствительности стандартных детекторов. В связи с этим в настоящей работе реализован подход селективного возбуждения квантовых точек на фиксированной длине волны с использованием Nd:YAG-лазера.

2. Методика эксперимента

Исследования проводились на структуре с КТ InAs/GaAs, выращенной методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении водорода. В качестве подложки использовалась n^+ -GaAs(100). На поверхности подложки последовательно формировались буферный слой n -GaAs толщиной 0.6 мкм, выращенный при температуре 600 °C, слой квантовых точек InAs, сформированный при температуре 520 °C, и нелегированный покровный слой GaAs толщиной 100 нм. Схематический вид исследуемой структуры представлен на рис. 1.

Для измерения спектров ФЛ при надбарьерном (нерезонансном) возбуждении использовался лазер с длиной волны 462 нм и мощностью 1.5 Вт. Для резонансного возбуждения применялся Nd:YAG-лазер с длиной волны 1064 нм ($h\nu = 1.165$ эВ) и мощностью 0.5 Вт. Оба лазера работали в непрерывном режиме. Регистрация спектров проводилась с использованием монохроматора Acton SP500 с дифракционной решеткой 600 штрих/мм и InGaAs-фотодиода. Сигнал регистрировался по стандартной схеме синхронного детектирования с применением селективного вольтметра SR-810. Измерения выполнялись в диапазоне температур 77–180 К.

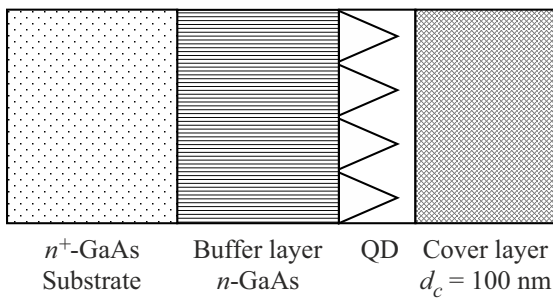


Рис. 1. Схема исследуемого образца с квантовыми точками InAs/GaAs.

Травление покровного слоя GaAs и слоя квантовых точек осуществлялось в растворе $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ в соотношении 1:1:5.

3. Результаты и обсуждение

При надбарьерном возбуждении лазером с длиной волны 462 нм, когда электронно-дырочные пары генерируются в GaAs-матрице и захватываются всем массивом КТ (рис. 2, кривая 1), в спектре фотолюминесценции наблюдаются два широких пика, соответствующих основному (E_0) и первому возбужденному (E_1) оптическим переходам с энергиями 1.001 и 1.089 эВ соответственно. Эти значения отражают медианные параметры всего массива КТ.

При возбуждении Nd:YAG-лазером (1.165 эВ) при температуре 77 К спектр ФЛ приобретает существенно более сложный характер. В нем помимо широкой полосы при 1.013 эВ, близкой к основному переходу при надбарьерном возбуждении, появляется узкий пик на 1.059 эВ с дополнительным плечом при 1.049 эВ. Подобная структура спектра наблюдалась ранее и в других работах, например, в [6].

Для проверки природы этих пиков слой КТ был травлен. После этого при тех же условиях резонансного возбуждения оптический сигнал полностью исчезал во всей спектральной области, что подтверждает их связь с оптическими переходами между квантово-размерными состояниями в КТ, а не с примесными уровнями или дефектами в эпитаксиальных слоях.

Причина возникновения узких пиков фотолюминесценции при возбуждении фотонами с энергией ниже ширины запрещенной зоны матрицы заключается в том, что в таких условиях возбуждается не весь массив квантовых точек, а лишь его часть. В литературе рассматриваются два возможных механизма такого селективного возбуждения. Первый предполагает поглощение фотона с образованием электронно-дырочной пары на возбужденных уровнях КТ [6] при выполнении условия (1):

$$h\nu_{\text{laser}} \approx E_e^1 - E_{hh}^1, \quad (1)$$

где $h\nu_{\text{laser}}$ — энергия излучения лазера, E_e^1 — энергия первого возбужденного электронного уровня, E_{hh}^1 — энергия первого возбужденного дырочного уровня.

Второй механизм связан с возбуждением носителей на основных состояниях КТ с одновременным испусканием одного или нескольких оптических фононов [7–9], с энергией, удовлетворяющей условию (2):

$$h\nu_{\text{laser}} \approx E_e^0 - E_{hh}^0 + m \cdot \hbar\omega_{\text{LO}}, \quad (2)$$

где E_e^0 — энергия основного электронного состояния, E_{hh}^0 — энергия основного дырочного состояния, $\hbar\omega_{\text{LO}}$ — энергия фонона, m — число фононов, участвующих в процессе. Данные процессы в GaAs могут иметь заметную вероятность даже при участии нескольких фононов, что связано с величиной параметра Хуанга–Риса, характеризующего силу электрон-фононного взаимодействия. Этот параметр определяется как отношение интенсивности первой фононной реплики к интенсивности безфононного перехода. Для полярных полупроводников, и особенно для квантово-размерных структур на их основе, его значение может достигать 0.01–0.5, что свидетельствует о существенной роли фононных процессов в оптических переходах [10–13].

Рассмотрим обе гипотезы. Поскольку пик возбужденного перехода достаточно широкий (рис. 2, кривая 1), очевидно, что в массиве присутствуют мелкие КТ с $E_1 = 1.165$ эВ, способные резонансно поглощать энергию Nd:YAG-лазера. Электронно-дырочные пары, возникшие в таких КТ, могут либо релаксировать в основное состояние, что приводит к появлению узкого пика на 1.059 эВ (рис. 2, кривая 2), либо выйти в матрицу с последующим захватом в другие КТ, формируя широкую нерезонансную компоненту 1.013 эВ (рис. 3, а). Несоответствие расстояния от энергии возбуждения до резонансного пика (106 мэВ) и разности центров пиков, полученных при возбуждении лазером 462 нм (88 мэВ),

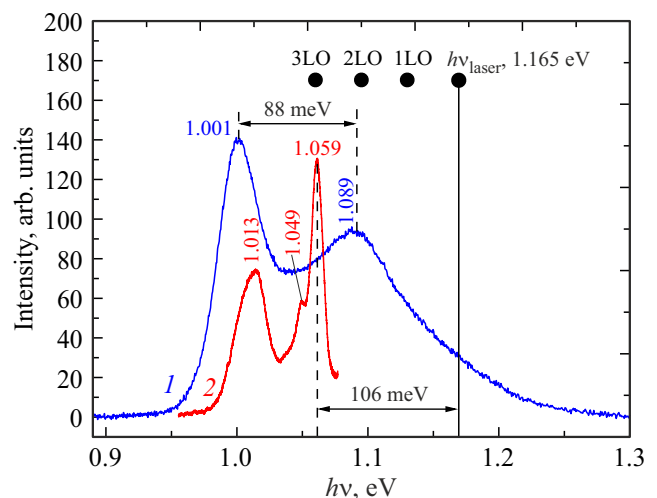


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структуры с КТ InAs/GaAs при $T = 77$ К: 1 — надбарьерное возбуждение; 2 — резонансное возбуждение. Вертикальной сплошной линией отмечена энергия резонансного возбуждения. Точками указано положение ожидаемых фононных реплик при $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36$ мэВ.

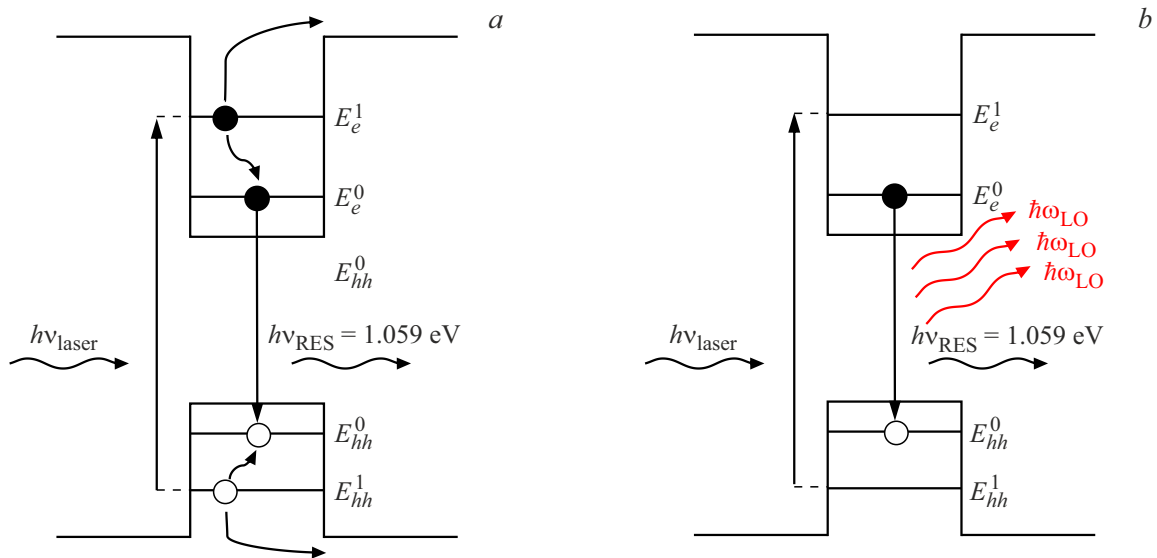


Рис. 3. Возможные механизмы формирования резонансного пика: *a* — генерация электронно-дырочной пары на первом возбужденном уровне (E_1) с последующей релаксацией на основное состояние (E_0); *b* — поглощение фотона с одновременным испусканием трех LO-фононов и генерацией носителей на основном состоянии.

может быть объяснено тем, что мелкие КТ (ответственные за резонансную ФЛ) и средние КТ (ответственные за центры нерезонансных пиков на кривой I) различаются значением разности $E_1 - E_0$. Конечная спектральная ширина резонансного пика обусловлена случайным разбросом величины энергетического расстояния между основным и возбужденным состояниями ($E_1 - E_0$) в различных мелких КТ, поглощающих энергию Nd:YAG-лазера.

Для проверки данной гипотезы было выполнено численное моделирование спектра резонансной ФЛ, возникающей в массиве КТ с разбросом размеров. Использовалась простейшая модель трехмерной бесконечной потенциальной ямы, в рамках которой энергетические уровни E_n определяются выражением (3):

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e} \left(\frac{n_1^2}{L_x^2} + \frac{n_2^2}{L_y^2} + \frac{n_3^2}{L_z^2} \right), \quad (3)$$

где m_e — эффективная масса носителя заряда, L_x — латеральный размер квантовой точки, L_z — высота квантовой точки. Средние размеры, величина дисперсии, а также ширина запрещенной зоны материала КТ подбирались так, чтобы модельный спектр оптических переходов всего массива КТ наилучшим образом описывал спектр ФЛ, измеренный при нерезонансном возбуждении. Затем из массива отбирались те КТ, у которых энергия возбужденного перехода E_1 попадала в диапазон $h\nu_{\text{laser}} \pm 1 \text{ мэВ}$, и анализировалась энергия основного перехода E_0 этих выбранных КТ. Действительно, расстояние между линиями возбуждения $h\nu_{\text{laser}}$ и резонансным пиком E_{res} оказалось не постоянным, а менялось при изменении энергии лазера. При $h\nu_{\text{laser}} = 1.165 \text{ эВ}$ модельный пик основного перехода имел энергию 1.057 эВ , близкую к

наблюдаемой экспериментально. Однако расчеты предсказывают иную температурную зависимость положения резонансного пика по сравнению с наблюдаемой экспериментально. В эксперименте резонансный пик при 1.059 эВ практически не смещается при изменении температуры в диапазоне $80\text{--}180 \text{ К}$ (рис. 4), тогда как модельный пик при этих условиях смещается на 19 мэВ в красную область спектра. Такое смещение, если резонансный пик возникает по рассматриваемому механизму, вполне ожидаемо и связано с тем, что при изменении температуры меняется состав подмассива квантовых точек, для которых возбужденный оптический переход оказывается в резонансе с энергией лазера. При повышении температуры в резонанс вовлекаются все более мелкие КТ, характеризующиеся как более высокими энергиями самих оптических переходов, так и большим значением энергетического расстояния $E_1 - E_0$, определяющего положение резонансного пика относительно фиксированной энергии возбуждения.

Второе объяснение наблюдаемого эффекта основано на поглощении фотона возбуждающего излучения с одновременным испусканием одного или нескольких оптических фононов. Такой механизм свободен от указанного выше недостатка и позволяет объяснить отсутствие температурного сдвига резонансного пика, поскольку энергия LO-фонона в GaAs ($\sim 36 \text{ мэВ}$) [14] практически не зависит от температуры. Аналогичные процессы поглощения с участием фононов обсуждались ранее для InAs/GaAs-квантовых точек [8,15–17]. В рамках данного подхода узкий пик при 1.059 эВ может быть объяснен возбуждением в очень мелких КТ с энергией основного перехода $E_0 = 1.059 \text{ эВ}$ при выполнении условия (2) для $m = 3$, что соответствует испусканию трех LO-

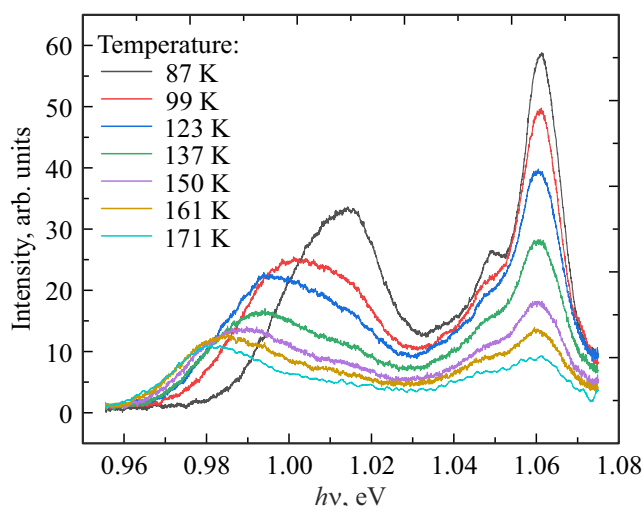


Рис. 4. Температурная эволюция спектров фотолюминесценции структуры с КТ InAs/GaAs при резонансном возбуждении Nd:YAG-лазером.

фононов (рис. 3, *b*). При подстановке $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ расхождение между расчетным и экспериментальными значениями энергии пика составляет ~ 2 мэВ, что находится в пределах погрешности его определения. Данная гипотеза позволяет также объяснить происхождение дополнительного пика при 1.049 эВ, который, как и основной резонансный пик, не демонстрирует температурного смещения. Для этого пика формула (2) выполняется для 4 LO-фононов с энергией 29 мэВ, что соответствует объемному InAs [14].

Таким образом, совокупность экспериментальных данных и результаты моделирования свидетельствуют о том, что резонансные пики при энергиях 1.059 и 1.049 эВ формируются в результате мультифононного поглощения возбуждающего лазерного излучения.

4. Заключение

В работе исследована резонансная фотолюминесценция самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении водорода. При возбуждении Nd:YAG-лазером с энергией 1.165 эВ обнаружена сложная структура узких пиков при 1.059 и 1.049 эВ, отсутствующих при надбарьерной накачке. Показано, что их формирование связано с селективным возбуждением подмассива квантовых точек. Численное моделирование механизма возбуждения через первое возбужденное состояние воспроизводит положение пика при 77 К, однако предсказывает температурный сдвиг, не наблюдаемый экспериментально. Отсутствие температурной зависимости положения резонансных пиков и энергетические расстояния, близкие к кратным энергиям LO-фононов, свидетельствуют в пользу механизма мультифононного

поглощения возбуждающего излучения с участием трех и четырех LO-фононов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSWR-2025-0008).

Благодарности

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.A. Salii, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, S.A. Mintairov, A.M. Nadtochiy, V.N. Nevedomskiy, A.E. Zhukov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **816**, 012024 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/816/1/012024
- [2] B.D. Gerardot, I. Shtrichman, D. Hebert, P.M. Petroff. *J. Cryst. Growth*, **252** (1–3), 44 (2003). DOI: 10.1016/S0022-0248(02)02516-2
- [3] А.П. Горшков, Н.С. Волкова, И.А. Карпович, А.В. Здоревейцев, И.А. Полова. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **77** (1), 61 (2013). DOI: 10.7868/S0367676513010110
- [4] А.В. Здоревейцев, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков. *Письма ЖТФ*, **35** (2), 15 (2009). DOI: 10.1134/S1063785009010180
- [5] Д.А. Рыбалко, А.М. Надточий, М.В. Максимов, А.Е. Жук. *Опт. И спектр.*, **128** (1), 110 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.01.48846.227-19
- [6] F. Adler, M. Geiger, A. Bauknecht, D. Haase, P. Ernst, A. Dörnen, F. Scholz, H. Schweizer. *J. Appl. Phys.*, **83** (3), 1631 (1998). DOI: 10.1063/1.366876
- [7] R. Heitz, M. Veit, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **56**, 10435 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.56.10435
- [8] A. Lemaître, A.D. Ashmore, J.J. Finley, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, T.F. Krauss. *Phys. Rev. B*, **63** (16), 161309 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.161309
- [9] В.В. Травников, В.Х. Кайбышев. *ФТТ*, **45** (7), 1316 (2003).
- [10] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, O. Stier, A. Madhukar, D. Bimberg. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (22), 4654 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.4654
- [11] M. Bissiri, G.B.H. von Högersthal, A.S. Bhatti, M. Capizzi, A. Frova, P. Frigeri, S. Franchi. *Phys. Rev. B*, **62** (7), 4642 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.62.4642
- [12] A. García-Cristóbal, A.W.E. Minnaert, V.M. Fomin, J.T. Devreese, A.Y. Silov, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter. *Phys. Status Solidi B*, **215** (1), 331 (1999). DOI: 10.1002/(SICI)1521-3951(199909)215:1<331::AID-PSSB331>3.0.CO;2-3
- [13] Н.С. Волкова, А.П. Горшков, Д.О. Филатов, Д.С. Абрамкин. *Письма ЖЭТФ*, **100** (3), 175 (2014). DOI: 10.7868/S0370274X1415003X

- [14] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Eeckey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **68** (3), 361 (1996). DOI: 10.1063/1.116716
- [15] S. Menzel, E.A. Zibik, P. Aivaliotis, J.W. Cockburn, L.R. Wilson, M.J. Steer. Phys. Rev. B, **77** (15), 153302 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevB.77.153302
- [16] K.H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich, P.M. Petroff, G.H. Döhler. Phys. Rev. B, **54** (16), 11346 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.11346
- [17] M.J. Steer, D.J. Mowbray, W.R. Tribe, M.S. Skolnick, M.D. Sturge, M. Hopkinson, A.G. Cullis, C.R. Whitehouse, R. Murray. Phys. Rev. B, **54** (24), 17738 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.17738

Редактор Г.А. Оганесян

Resonant photoluminescence of InAs/GaAs quantum dots

*A.P. Gorshkov, V.D. Shvartsman, N.S. Volkova,
A.A. Cvetkov, S.M. Plankina, P.B. Demina, A.S. Panfilov*

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Resonant photoluminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots grown by metal-organic vapor-phase epitaxy at atmospheric pressure has been studied. Under excitation by a Nd:YAG laser (1.165 eV), narrow peaks at 1.059 and 1.049 eV appear, which are absent under above-barrier excitation. Temperature dependences and numerical modeling of selective excitation in a size-dispersed quantum dot ensemble were analyzed. It is shown that excitation via the first excited state does not explain the temperature stability of the resonant peaks. The results indicate laser absorption accompanied by the emission of three and four LO phonons.