

Фототок квантовых точек InAs, полученных самоорганизацией, в полупроводниковых лазерных гетероструктурах InAs/InGaAs/GaAs, излучающих на 1.3 мкм

© А.В. Савельев^{+*}, М.В. Максимов⁺, В.М. Устинов⁺, Р.П. Сейсян⁺

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 июня 2005 г. Принята к печати 21 июня 2005 г.)

Изучались спектры фототока лазерных гетероструктур с квантовыми точками InAs, полученными в результате самоорганизации в гетеросистеме InAs/InGaAs/GaAs. Исследования выполнены при освещении образца перпендикулярно и вдоль плоскости квантовых точек. Определены: оптическая плотность квантовых точек, максимальное усиление в лазерной структуре, время излучательной рекомбинации носителей и поляризационные свойства поглощения. Спектры фототока соотнесены с особенностями лазерной генерации исследуемых структур. Спектр поглощения интерпретируется как суперпозиция переходов между состояниями дискретного спектра, непрерывного спектра и „смешанных“ переходов.

PACS: 73.21.La, 73.63.Kv, 78.67.Hc, 78.67.De

1. Введение

Полупроводниковые лазеры, работающие на длинах волн $\lambda = 1.3$ и 1.55 мкм, являясь важными компонентами систем волоконно-оптической связи. В последнее десятилетие были достигнуты большие успехи в создании лазеров для данных длин волн на подложках GaAs, содержащих массив квантовых точек (QD/KT) InAs. В ряде работ [1–3] было показано, что лазеры с квантовыми точками в активной области могут обладать рекордными величинами порогового тока, характеристической температуры, эффективности и максимальной мощности. Тем не менее энергетический и оптический спектры квантовых точек до сих пор недостаточно изучены, особенно это относится к возбужденным состояниям. Энергетический спектр возбужденных состояний важен для описания многих фундаментальных явлений, объясняющих особенности лазерной генерации [4], и для практических приложений, например, таких, как оптимизация лазерных гетероструктур [1].

Методы электролюминесценции и фотолюминесценции не позволяют детально изучать спектр возбужденных состояний, так как возможность заселения высоко лежащих энергетических уровней обычно ограничена, например, максимальной мощностью накачки или разогревом образца. Исследование спектров поглощения лишено этих недостатков. Недавно был предложен метод определения поглощения в слое КТ через измерение фототока (ФТ) $p-i-n$ -диода [5]. При определенных условиях практически все носители, рожденные поглощенным светом, движутся во встроенном поле $p-i-n$ -перехода к легированным областям и дают вклад в фототок (см. рис. 1). Настоящая работа имеет целью исследование фототоков лазерных структур, излучающих вблизи 1.3 мкм, на основе КТ InAs, помещенных в

квантовую яму (QW/КЯ) InGaAs на поверхности GaAs. Исследования ФТ подобных структур, сделанные ранее, содержали только качественную информацию об оптических переходах в КТ [6]. В нашей работе получены количественные характеристики оптических переходов, спектры ФТ соотнесены с особенностями лазерной генерации, и изучены поляризационные свойства массива КТ InAs.

2. Эксперимент

Исследуемые структуры InAs/InGaAs/GaAs изготавливались методом МПЭ на стандартной подложке n^+ -GaAs (100) [7]. Лазерный волновод был образован легированными эмиттерами n - и p -Al_{0.8}Ga_{0.2}As толщиной 1.5 мкм каждый и нелегированной областью толщиной 500 нм (см. рис. 1). Эмиттеры легировались Si и Be для достижения концентрации соответственно электронов и дырок $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. В середине нелегированной области были выращены 5 слоев КТ, полученные осаждением 2.3 монослоев (МС) InAs, покрытых слоем In_{0.15}Ga_{0.85}As толщиной 5.5 нм (КЯ). Слои КТ были разделены буферными слоями i -GaAs толщиной 30 нм. В процессе роста слоя InGaAs в результате диффузии, управляемой упругими напряжениями, образуются КТ, представляющие собой усеченные четырехгранные пирамиды с размером основания 15–19 нм при высоте 5–7 нм на смачивающем слое InAs толщиной в 1–1.5 МС. Плотность КТ в одном слое составляет $4-5 \cdot 10^{10}$ см⁻², а дисперсия геометрических размеров 10–15%. На основе данных структур были изготовлены тонкие (~ 30 мкм) свободные образцы, содержащие мезо-структуры диаметром 500 мкм, позволяющие исследовать поглощение света, падающего перпендикулярно плоскости слоя КТ. Для измерения фототока использовался свет от галогеновой лампы, прошедший через монохроматор и модулированный с

[†] E-mail: savelev@mail.ioffe.ru

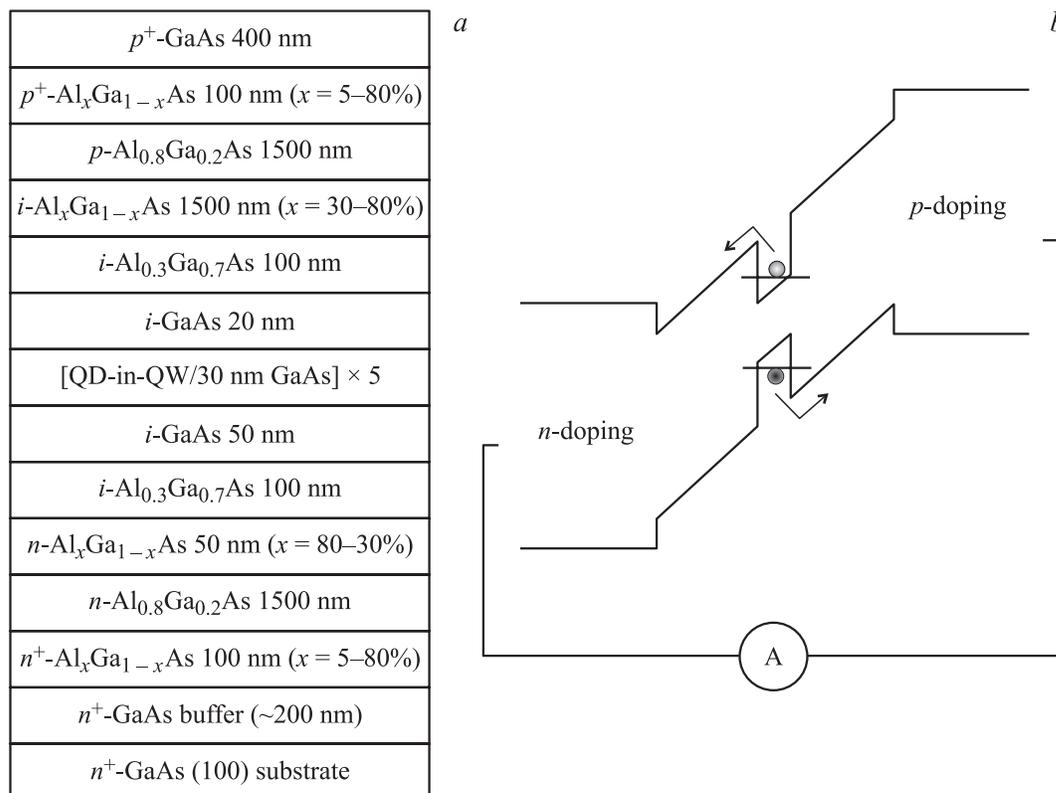


Рис. 1. Схема лазерной гетероструктуры (*a*) и схема возникновения и измерения в ней фототока (*b*).

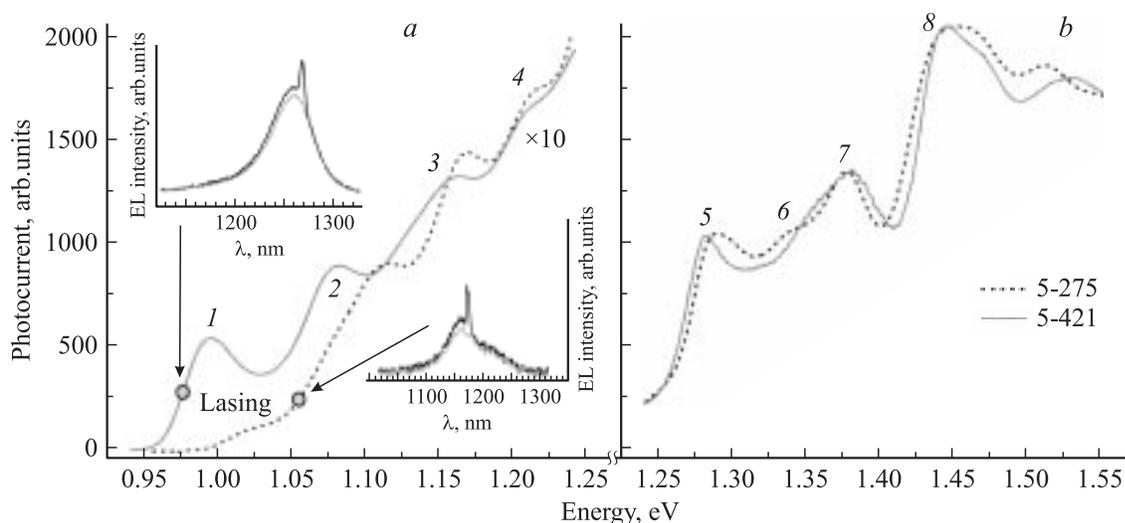


Рис. 2. Спектры фототока структур 5-275 и 5-421 при комнатной температуре в области поглощения квантовых точек (*a*) и в области поглощения квантовых ям (*b*). *a*: (1-4) — максимумы фототока, связанные с оптическими переходами между дырочными и электронными состояниями КТ; кружками отмечены энергии фотонов начала лазерной генерации; на вставках — спектры электролюминесценции (EL) до и после начала лазерной генерации обоих образцов. *b*: (5-8) — пики поглощения экситона, локализованного в КЯ, и край поглощения матрицы GaAs.

помощью механического модулятора с частотой 1 кГц. Далее свет фокусировался на образце, электрический отклик которого измерялся с помощью синхронного детектора.

Спектры фототока двух лазерных гетероструктур (5-275 и 5-421), измеренные при комнатной температуре, нулевом напряжении смещения и падении света перпендикулярно плоскости КТ, показаны на

рис. 2. Наиболее длинноволновая часть (рис. 2, а, энергии квантов 0.95–1.25 эВ) принадлежит спектру фототока КТ. Ее составляют четыре основных максимума с полушириной порядка 30–40 мэВ. В спектрах структуры 5-421, близкой к стандартным лазерным структурам, максимумы фототока 1–4 находятся при энергиях $E_1 = 0.993$ эВ, $E_2 = 1.076$ эВ, $E_3 = 1.15$ эВ и $E_4 = 1.20$ эВ, что соответствует интервалам между максимумами $\Delta E_1 = 83$ мэВ, $\Delta E_2 = 74$ мэВ и $\Delta E_3 = 50$ мэВ. На рис. 2, б изображены части спектра фототока, принадлежащие квантовым ямам, окружающим КТ, и барьерным слоям GaAs в исследуемых образцах. Энергии максимумов 5–7 $E_5 = 1.28$ эВ, $E_6 = 1.35$ эВ и $E_7 = 1.38$ эВ соответствуют экситонам, связанным с квантово-размерными переходами $HH1E1$, $LH1E1$ и $HH2E2$ в КЯ $In_xGa_{1-x}As$ [8]. Наиболее коротковолновый максимум фототока 8 приходится на энергию $E_8 = 1.44$ эВ и относится к барьерным слоям GaAs.

При комнатной температуре время выброса носителей из КТ много меньше времени излучательной рекомбинации [5,9]. Это подтверждается и измерениями ФТ при обратном смещении на $p-i-n$ -переходе (здесь не показаны), которое экспоненциально увеличивает вероятность туннелирования из КТ в матрицу и, таким образом, уменьшает время ухода носителей из КТ. При увеличении напряжения обратного смещения до 3 В ФТ увеличивается менее чем на 20%. Следовательно, уже при нулевом смещении большинство носителей покидает КТ за счет термических выбросов и они дают вклад в ФТ, пропорциональный коэффициенту поглощения образца.

Образцы лазерных диодов с четырьмя сколотыми гранями, изготовленные на базе гетероструктур 5-275 и 5-421, показали стимулированное излучение при плотности тока накачки 340 и 310 А/см² соответственно. Генерация в образце 5-421 началась в области спектра, соответствующей длинноволновому крылу основного состояния, однако в образце 5-275 это произошло только в области второго максимума фототока на длине волны

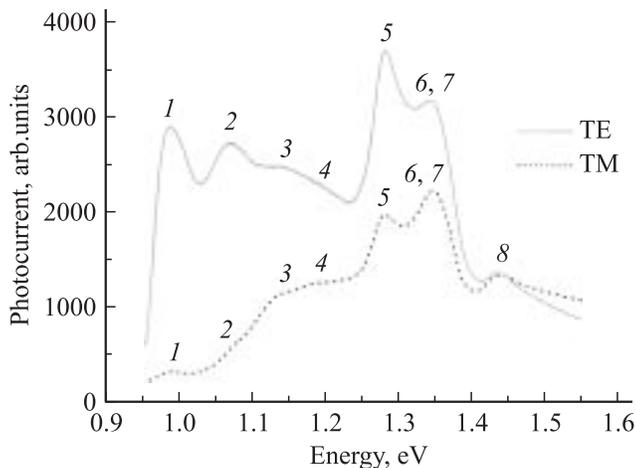


Рис. 3. Спектр фототока лазерного диода 5-421 при падении света в плоскости волновода при различной поляризации падающего света. (1–8) — те же максимумы, что и на рис. 2.

$\lambda = 1147$ нм (см. вставку на рис. 2). Такое поведение соответствует спектру фототока: в области первого максимума поглощение (а значит, и усиление, см. далее) образца 5-275 значительно меньше, чем 5-421, в результате чего усиление, достаточное для генерации, может быть достигнуто только в области второго максимума ФТ. Это подтверждается близкими значениями поглощения на длине волны генерации в обоих образцах.

Измерение ФТ структуры возможно при распространении света не только перпендикулярно, но и вдоль слоя КТ. В этом случае исследуются стандартные полосковые структуры со сколотыми гранями, т.е. отсутствует необходимость специальной постростовой обработки образцов. На рис. 3 показаны спектры фототока полоска размерами 400×100 мкм гетероструктуры 5-421. Исследовался случай света, поляризованного в плоскости слоя КТ (ТЕ) и перпендикулярно слою КТ, вдоль оси роста (ТМ). Спектральные положения максимумов для различных геометрий освещения оказываются совпадающими с точностью порядка ± 5 мэВ. Основное состояние КТ сильно поляризовано, однако зависимость ФТ от поляризации заметно падает по мере увеличения энергии фотона — в 3 раза в области первого возбужденного состояния и до 6 раз в области третьего.

3. Обсуждение

Спектры ФТ КТ в системе InAs/InGaAs/GaAs имеют 4 широких максимумов и фон, монотонно растущий по мере увеличения энергии фотона. Каждый максимум соответствует группам оптических переходов между одним электронным уровнем и различными уровнями дырок. Такая классификация возможна, так как разница энергий электронных уровней значительно больше, чем дырочных [10]. В экспериментальных и теоретических работах, посвященных изучению КТ InAs [9,11], энергии локализации электрона и дырки в основном состоянии соотносятся как $\Delta E_e / \Delta E_h = 0.9 - 1.05$. Суммарная энергия локализации носителей в КТ относительно матрицы GaAs в нашей структуре равна $\Delta E_e + \Delta E_h = 0.43$ эВ. С помощью этих соотношений можно оценить положение уровней энергии в нашей структуре, а именно: $\Delta E_e = 0.205 - 0.220$ эВ и $\Delta E_h = 0.210 - 0.225$ эВ (см. рис. 4).

Свойства оптических переходов между состояниями дискретного спектра важны для описания особенностей лазерной генерации. Зная мощность падающего света и величину фототока, можно определить оптическую плотность КТ A [5], т.е. долю света, поглощающегося в квантовых точках при нормальном падении. Для образца 5-421 на пике основного состояния эта величина равна $A_1 = 1.8 \cdot 10^{-3}$. Максимальное усиление g_{\max} , возможное в лазере на основном состоянии, выражается через A как

$$g_{\max} = Aa/\Gamma,$$

где a — суммарная толщина активной области структуры, Γ — фактор оптического ограничения [12].

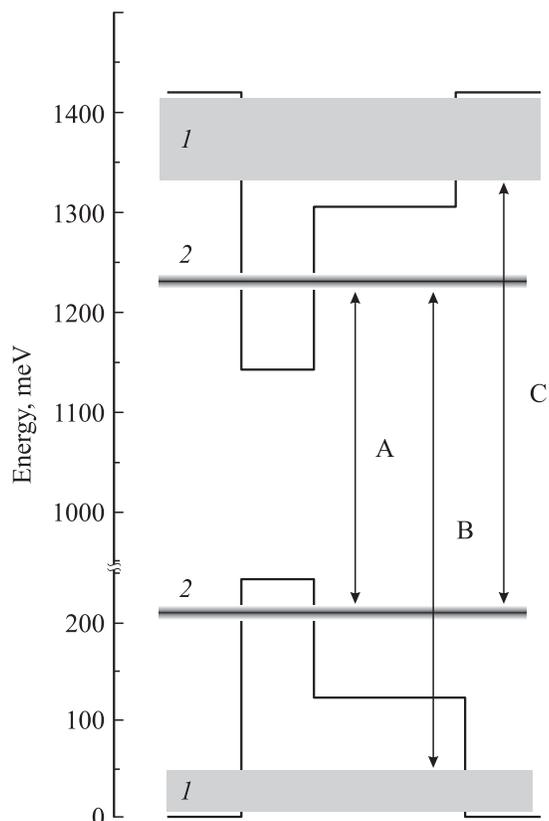


Рис. 4. Примерная схема энергетических уровней и некоторых оптических переходов в КТ InAs гетеросистемы InAs/InGaAs/GaAs при комнатной температуре. 1 — состояния сплошного спектра носителей, локализованные в КЯ; 2 — состояния дискретного спектра, локализованные в КТ; А — переходы между состояниями дискретного спектра, В и С — „смешанные“ переходы (см. текст).

Для рассматриваемого образца с пятью слоями КТ $a/\Gamma = 2.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и максимальное усиление $g_{1\text{max}} = 45 \text{ см}^{-1}$. Значение усиления на один слой квантовых точек оказывается близким к значению $(7 \pm 3) \text{ см}^{-1}$, полученному в работе [12] для коротковолновых КТ InAs, не покрытых слоем КЯ InGaAs. Для второго максимума фототока $A_2 = 2.9 \cdot 10^{-3}$ и $g_{2\text{max}} = 72 \text{ см}^{-1}$. Величина максимального усиления является одной из важнейших характеристик при оптимизации [13] лазерных структур полоскового и вертикально-излучающего типов, и метод фототока можно рассматривать как простой способ ее определения. Оптическая плотность в максимуме также связана с излучательным временем жизни носителей τ [13]:

$$A = \sqrt{\frac{\ln 2}{4\pi}} \frac{\lambda^2 d}{\tau} \frac{\hbar}{\text{FWHM}} N_S Z_L,$$

где λ — длина волны излучения в материале, d — степень вырождения основного перехода без учета спинного вырождения, FWHM — ширина распределения КТ по энергиям, которое считается здесь гауссовым, N_S — поверхностная плотность КТ, Z_L — количество

слоев КТ. Приняв $d = 1$, получим $\tau = 0.7 \text{ нс}$ и соответствующий ток прозрачности $J_{\text{zero}} = edN_S Z_L / 2\tau$ составит 27 А/см^2 . Значение J_{zero} определяет минимальное значение порогового тока лазера, созданного на основе данного массива КТ.

Уровни энергии носителей в КЯ In_xGa_{1-x}As были детально изучены ранее [8]. Если выбрать край валентной зоны GaAs за начало отсчета энергии, то энергии носителей в КЯ будут равны: $E_{\text{QWH}} = 0.06 \text{ эВ}$ — для дырок и $E_{\text{QWE}} = 1.34 \text{ эВ}$ — для электронов. В данной системе непрерывный оптический спектр, связанный с переходами между состояниями электронов в квантовой яме и локализованными состояниями дырок в КТ (рис. 4, переход С), начинается с энергии $E_{T1} = 1.13 \text{ эВ}$. Аналогичная часть спектра, связанная с переходами между состояниями дырок в КЯ и локализованными состояниями электронов в КТ, начинается с $E_{T2} = 1.15 \text{ эВ}$ (рис. 4, переход В). Влияние таких „смешанных“ переходов было ранее изучено для КТ InAs/GaAs [14]. Они образуют монотонно растущий фон в спектрах фототока в диапазоне 1.1–1.25 эВ. Именно в этом диапазоне энергий меняются поляризационные свойства фототока. Исследование „смешанных“ переходов обычно невозможно люминесцентными методами, так как энергетическая плотность уровней дырок в КЯ велика из-за их большой массы и заполнение этих уровней много меньше единицы.

4. Заключение

Выполнено исследование фототока лазерных структур с квантовыми точками, полученными самоорганизацией в процессе эпитаксиального роста в гетеросистемах InAs/InGaAs/GaAs. Результаты исследования показывают, что спектры фототока при учете неоднородного уширения линий отражают систему оптических переходов одиночной КТ и состоят из четырех широких максимумов основного и возбужденных состояний, разделенных интервалами в 50–100 мэВ. Каждый максимум фототока интегрирует значительное число оптических переходов между электронно-дырочными состояниями КТ. Полученные спектры позволяют адекватно предсказать поведение лазерных диодов. Для этих целей наиболее ценным является исследование лазерно-диодных структур в режиме падения света перпендикулярно плоскости слоев КТ, которое дает возможность определения основных оптических параметров структуры. Спектры фототока отражают также и поляризационные свойства лазерных гетероструктур.

Список литературы

- [1] G.T. Liu, A. Stintz, H.Li, K.J. Malloy, L.F. Fester. Electron. Lett., **35**, 1163 (1999); O.B. Shchekin, G. Park, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. Appl. Phys. Lett., **77**, 466 (2000).
- [2] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.М. Устинов, М.М. Ку-

- лагина, Е.В. Никитина, И.П. Сошников, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лившиц, Н.В. Крыжановская, Д.С. Сизов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, D. Bimberg, Ж.И. Алфёров. ФТП, **36**, 1400 (2002).
- [3] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 763 (2004).
- [4] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. IEEE J. Quant. Electron., **37**, 676 (2001).
- [5] P.W. Fry, I.E. Itskevich, S.R. Parnell, J.J. Finley, L.R. Wilson, K.L. Schumacher, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Al-Khafaji, A.G. Cullis, M. Hopkinson, J.C. Clark, G. Hill. Phys. Rev. B, **62**, 16 784 (2000).
- [6] W.-H. Chang, T.M. Hsu, C.C. Huang, S.L. Hsu, C.Y. Lai, N.T. Yeh, T.E. Nee, J.-I. Chyi. Phys. Rev. B, **62**, 6959 (2000); A. Passaseo, M. De Vittorio, M.T. Todaro, I. Tarantini, M. De Giorgi, R. Cingolani, A. Taurino, M. Catalano, A. Fiore, A. Markus, J.X. Chen. C. Paranthoen, U. Oesterle, M. Ilegems. Appl. Phys. Lett., **82**, 3632 (2003).
- [7] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. Phys. Rev. B., **62**, 16 671 (2000).
- [8] А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, А.И. Несвижский, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Гупалов. ФТП, **31**, 1109 (1997); Kh. Moumanis, R.P. Seisyan, S.I. Kokhanovskii. M.E. Sasin. Thin Sol. Films, **364**, 249 (2000).
- [9] С.М.А. Картеун, М. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P.N. Brunkov, B.V. Volovik, S.G. Konnikov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov. Appl. Phys. Lett., **76**, 1573 (2000).
- [10] R. Heitz, O. Stier, I. Mukhametzhanov, A. Madhukar, D. Bimber. Phys. Rev. B, **62**, 11 017 (2000).
- [11] J. Shumway, A.J. Williamson, Alex Zunger, A. Passaseo, M. DeGiorgi, R. Cingolani, M. Catalano, P. Crozier. Phys. Rev. B, **64**, 125 302 (2001).
- [12] P.W. Fry, L. Harris, S.R. Parnell, J.J. Finley, A.D. Ashmore, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkins, G. Hill, J.C. Clark. J. Appl. Phys., **87**, 615 (2000).
- [13] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **38**, 3 (2004).
- [14] A. Vasanelli, R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **89**, 216 804 (2002); R. Outlon, J.J. Finley, A.I. Tartakovskii, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, A. Vasanelli, R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. B, **68**, 235 301 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

A photocurrent study of InAs self-organized quantum dots in InAs/InGaAs/GaAs 1.3 μm semiconductor laser heterostructures

A.V. Savelyev^{†,*}, M.V. Maximov[†], V.M. Ustinov[†], R.P. Seisyan[†]

[†] Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

* Saint-Petersburg State Polytechnical University, 195251 St. Petersburg, Russia

Abstract A photocurrent study of laser heterostructures InAs/InGaAs/GaAs with self-organized InAs quantum dots is being reported. The study has been performed at the illumination of the sample in the waveguide plane and at right angle to it. Optical density of quantum dots, maximum laser gain, radiative recombination time and polarization properties of absorption have been deduced from the experiment. Photocurrent spectra are considered in comparison with laser generation peculiarities. The photocurrent spectrum is being interpreted as a superposition of optical transitions between discrete energy levels, transitions between the energy levels of continuous spectra and mixed transitions.